

REPORT DOCUMENTATION PAGE

Form Approved OMB No. 0704-0188

Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.

1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)		2. REPORT DATE 1999	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED Dissertation	
4. TITLE AND SUBTITLE Additive Puls Modenkopplung eines Nd: YAG-Lasers: Untersuchungen an einem selbststabilisierenden System Additive Pulse Mode-Coupling of a Nd:YAG Laser: Attempts at a Self-Stabilizing System			5. FUNDING NUMBERS	
6. AUTHOR(S) Hinrich Groninga				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES) Fachbereich Elektrotechnik Universitaet der Bundeswehr Hamburg				
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES)			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER	
11. SUPPLEMENTARY NOTES Text in German. Title and abstract in German and English., 120 pages.				
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT Distribution A: Public Release.			12b. DISTRIBUTION CODE	
ABSTRACT (Maximum 200 words) Using a numerical model, the dissertation describes, "an Additive-Pulse Mode Locked (APM) Nd:YAG-Laser" in various configurations. The relationship between the photon density and the occupational density of the laser's upper level represents the basis for the numerical treatment of the strengthening in the laser-active medium (chapter 2). The nonlinear medium of an APM-laser, the glass fiber, is described in chapter three. Chapter four treats the principle of mode-coupling, with the various principal orderings of the APM demonstrated. The aforementioned APM numerical model comprises chapter 5, with emphasis on the Fabry-Perot and the P- and Q-configurations. The final chapter yields the experimental results if the various configuration.				
14. SUBJECT TERMS German, UNIBW, Fabry-Perot configuration, P- and Q- configuration, Photon density, APM laser, Laser-mode coupling			15. NUMBER OF PAGES	
			16. PRICE CODE	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT UNCLASSIFIED	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE UNCLASSIFIED	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT UNCLASSIFIED	20. LIMITATION OF ABSTRACT UL	

NSN 7540-01-280-5500

Standard Form 298 (Rev. 2-89)
Prescribed by ANSI Std. Z39-18
298-102

20021119 042

Additive Puls Modenkopplung eines Nd:YAG-Lasers
- Untersuchungen an einem selbststabilisierenden System -

Vom Fachbereich Elektrotechnik
der Universität der Bundeswehr Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs genehmigte

Dissertation

vorgelegt von
Hinrich Groninga
aus Hamburg

Hamburg 1999

DISTRIBUTION STATEMENT A
Approved for Public Release
Distribution Unlimited

ADDITIVE PULS MODENKOPPLUNG EINES Nd:YAG-LASERS

- Untersuchungen an einem selbststabilisierenden System -

Vom Fachbereich Elektrotechnik
der Universität der Bundeswehr Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs genehmigte

Dissertation

vorgelegt von
Hinrich Groninga
aus Hamburg

Hamburg 1999

Reproduced From
Best Available Copy

Copies Furnished to DTIC
Reproduced From
Bound Originals

AQ F03-02-0349

Erster Gutachter:	Professor Dr. Hermann Harde
Zweiter Gutachter:	Professor Dr. Günter Guthöhrlein
Tag der mündlichen Prüfung:	16.07.1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Nd:YAG-Laser	7
2.1	Materialeigenschaften von Nd:YAG	7
2.2	Laserratengleichungen	8
2.2.1	Relaxationsschwingungen	12
2.2.2	Schwellwert des Lasers	16
3	Glasfasern	20
3.1	Glasfaseraufbau	21
3.2	Lichtleitung	23
3.3	Dämpfung und Dispersion	25
3.4	Nichtlineare Effekte	30
3.4.1	Wellenausbreitung in Materie	30
3.4.2	Grundlagen nichtlinearer Effekte	34
3.4.3	Frequenzverdopplung	36
3.4.4	Ramanstreuung	42
3.4.5	Selbstphasenmodulation	44
4	Modenkopplung	51
4.1	Gekoppelte Resonatoren	52
4.2	Additive Puls Modenkopplung (APM)	53
4.3	Prinzipielle Anordnungen	62

Inhaltsverzeichnis

5	Numerisches Modell des APM-Nd:YAG-Lasers	67
5.1	Fabry-Perot-Konfiguration	67
5.2	<i>P- und Q-Konfiguration</i>	76
6	Experimentelle Ergebnisse	80
6.1	Entladungslampen-gepumpter APM-Nd:YAG-Laser	80
6.1.1	Fabry-Perot-Anordnung	81
6.1.2	<i>P-Konfiguration</i>	84
6.1.3	<i>Q-Konfiguration</i>	89
6.2	Halbleiterlaser-gepumpter APM-Nd:YAG-Laser	102
6.2.1	Laserdiodeinkopplung	103
6.2.2	Aufbau und Resultate des HL-APM-Nd:YAG-Lasers	104
7	Zusammenfassung	111
	Literaturverzeichnis	114

1 EINLEITUNG

Die ersten Vorschläge und theoretischen Betrachtungen zur Realisierung eines Lasers wurden bereits 1959 von Schawlow und Townes veröffentlicht [1]. Kurz darauf gelang Maiman [2] die experimentelle Realisierung eines Lasers. Dieser Laser besaß als aktives Material einen Rubinstab, der von einer Entladungslampe optisch gepumpt wurde.

Die Lasertechnik hat sich inzwischen in unterschiedlichsten Bereichen etabliert. Zum Beispiel ist ein großes Betätigungsfeld für Laser die Materialbearbeitung [3 - 5]. Hier werden Gas- und Festkörperlaser mit großen Ausgangsleistungen eingesetzt. Die optische Leistung dieser Laser liegt im Bereich von einigen 10 Watt bis hin zu einigen 1000 Watt. Neben der Materialbearbeitung besitzen Laser in der Meßtechnik eine große Bedeutung [6 - 8]. Hier finden Laser mit geringen Ausgangsleistungen (mW) Verwendung. Als Beispiele für Laser in der Meßtechnik sind die Abstands- und Geschwindigkeitsmessungen mit Lasern [9], Messungen von Schadstoffkonzentrationen [10, 11] und die Oberflächenanalyse [12] zu nennen. Ein weiteres großes Anwendungsgebiet von Lasern geringer Leistung ist die Kommunikationstechnik [13 - 15]. Der stetig steigende Bedarf an Datenübertragungskanälen mit immer größeren Übertragungsbandbreiten hat auch die Entwicklung von speziellen Halbleiterlasern gefördert [14]. Halbleiterlaser mit kleiner Ausgangsleistung sind in der heutigen Zeit sehr verbreitet, z. B. als Lesekopf im CD-Spieler.

Neben der Einteilung von Lasern in verschiedene Leistungsklassen kann eine weitere Unterteilung nach zwei wesentlichen Merkmalen vorgenommen werden. Die eine Klasse der Laser wird durch die kontinuierlich emittierenden Laser (cw-Laser, von dem englischsprachigen Begriff *continuous wave*) repräsentiert, die andere durch Laser mit gepulster Ausgangsintensität. Es existiert eine Vielzahl von Möglichkeiten, einen Puls-Laser zu realisieren. Unterschieden wird bei diesen Lasern zwischen direkter Modulation und modengekoppelten Lasern

[15, 16]. Bei direkter Modulation wird der Laserstrahl im Resonator durch ein geeignetes Element unterbrochen. Durch diese Unterbrechung erreicht der Laser nicht seine Oszillationsschwelle, die Inversion kann nicht durch stimulierte Emission abgebaut werden. So entsteht eine große Inversion, die sich bei Freigabe des Resonators schlagartig in Form eines Laserpulses abbaut. Kurz nach der theoretischen Beschreibung der Güteschaltung [17] wurde ein mechanisch gütegeschalteter Laser vorgestellt [18]. Die Schaltzeit eines derartigen Lasers ist sehr groß, so daß diese Konfiguration keine praktische Bedeutung hatte [19]. Ein weiteres mögliches Element zum Güteschalten (Q-switching) eines Lasers stellt die Pockelszelle dar [20]. Durch Anlegen einer definierten Spannung wird die Polarisationsrichtung des Lichtes im Resonator um 90° gedreht. In Verbindung mit zwei gekreuzten Polarisatoren entsteht so ein Schalter im Resonator. Durch die Verwendung von Pockelszellen wurden Laser mit Pulsbreiten von 10-30 ns realisiert [21]. Als weitere Elemente zum Güteschalten können akusto-optische Modulatoren oder sättigbare Absorber eingesetzt werden [22 - 24]. Die Realisierung von PulsLasern mit zeitlichen Impulsbreiten bis in den fs-Bereich ist mit der Methode der Modensynchronisation oder Modenkopplung (englisch: Mode Locking) möglich. Der erste Pikosekunden Laser, ein passiv modengekoppelter Rubin-Laser, wurde 1965 von Mocker et al. vorgestellt [25]. 1966 gelang de Maria et al. die Modenkopplung eines Nd:Glas-Lasers [26]. Die kürzesten durch Modenkopplung und anschließender Pulskompression erreichbaren Impulsdauern liegen derzeit bei 6 fs [27, 28]. Das Ziel der Modensynchronisation ist es, möglichst viele einzelne Moden unterhalb des Verstärkungsprofils des laseraktiven Mediums mit einer festen Phasenbeziehung zu generieren. Dies kann mit passiven oder aktiven Methoden der Modenkopplung realisiert werden. Bei der aktiven Modenkopplung wird die Synchronisation der Phase der Moden mit einem extern gesteuerten Modulator erreicht. Der Modulator moduliert die Verluste im Resonator mit der Frequenz, die identisch ist mit dem Frequenzabstand der longitudinalen Resonatormoden. Diese Verlustmodulation bewirkt eine Amplitudenmodulation der zuerst anschwingenden Mode. Durch die Modulation entste-

hen Seitenbänder der ersten Mode. Diese unterliegen wieder der Verlustmodulation und produzieren ihrerseits Seitenbänder. Der Prozeß setzt sich fort, bis alle Moden unterhalb des Verstärkungsprofils des laseraktiven Mediums angeschwungen sind. Als Modulatoren werden sowohl elektro-optische als auch akusto-optische Modulatoren verwendet [29 - 31]. Im Gegensatz zu diesen aktiven Elementen, die eine externe Versorgungselektronik benötigen, wird bei der passiven Modenkopplung die Synchronisation der Moden durch ein nichtlineares Element erreicht. Es wird bei der passiven Modenkopplung keine externe Elektronik benötigt, die Modenkopplung findet auf Grund der nichtlinearen Reaktion des Mediums in Abhängigkeit von der Intensität des Laserlichtes statt. Die nichtlinearen Effekte treten erst bei hinreichenden Intensitäten auf. Die erreichbare Intensität in einer Monomodefaser mit einem Kerndurchmesser von 10 μm beträgt z.B. für einen Laser mit einer Pulsspitzenleistung von 100 W einige 100 MW/cm² [32]. Vergleichbare Werte lassen sich unschwer im Inneren eines Laserresonators erzielen. Während die linearen dielektrischen Eigenschaften der Materie durch die lineare Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ berücksichtigt werden [30], beschreibt man Nichtlinearitäten durch Suszeptibilitäten höherer Ordnung ($\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$) [30]. Diese Suszeptibilitäten sind Tensoren höherer Stufen.

Die ersten passiv modengekoppelten Laser verwendeten einen sättigbaren Absorber als nichtlineares Element [34, 35]. Der Absorber führt, wie in der aktiven Modenkopplung, zu einer Verlustmodulation, allerdings mit dem wesentlichen Unterschied, daß sich das System den Zeitpunkt der minimalen Verluste selbst bestimmt. Die Technik der Modensynchronisation mit einem sättigbaren Absorber kann sowohl für kontinuierlich als auch für gepulst gepumpte Systeme verwendet werden [36]. Im letztgenannten Fall wird ein Pulszug unterhalb der Einhüllenden des gesamten Laserpulses erzeugt. Neben sättigbaren Absorbern werden in jüngster Zeit andere Elemente, beruhend auf nichtlinearen Effekten für die Modenkopplung eingesetzt. Zwei wichtige Vertreter dieser Gruppe sind das Kerr-Lens Mode Locking (KLM) [37, 38] und das Additive-Pulse Mode Locking

(APM) [39, 40]. Beide Synchronisationsarten beruhen auf verwandten nichtlinearen Effekten, der Selbstfokussierung und der Selbstphasenmodulation. Diese Effekte werden durch den Suszeptibilitätstensor $\chi^{(3)}$ beschrieben. Der Gesamtbrechungsindex ergibt sich dabei als Summe des linearen Brechungsindex n_0 und des nichtlinearen Brechungsindex multipliziert mit der Intensität der Strahlung ($n_{ges} = n_0 + n_2 |E|^2$) [41]. Bei der Technik des Kerr-Lens Mode Locking wird durch das transversale Intensitätsprofil der Laserstrahlung im Resonator der Brechungsindex des laseraktiven Mediums bzw. eines anderen im Resonator positionierten Materials radial moduliert, abhängig von der lokalen Strahlintensität. Dies führt zu einer Selbstfokussierung des Lichtes. Ist eine Apertur im Laserresonator vorhanden, führt die Selbstfokussierung zu einer von der Intensität abhängigen Güteänderung des Laserresonators. Als Folge dieser Intensitätsmodulation werden die vorhandenen Moden im Laserresonator synchronisiert. Das Kerr-Lens Mode Locking hat in den letzten Jahren bei Ti:Al₂O₃-Lasern (Titan-Saphir-Laser) große Bedeutung erlangt [42 – 44]. Der der Selbstfokussierung äquivalente Effekt im Zeitbereich ist die Selbstphasenmodulation. Eine auf diesem Effekt basierende effiziente Modenkopplung und Pulsverkürzung wurde erstmals bei dem Solitonen-Laser ausgenutzt [45, 46]. Bei dem Solitonen-Laser wird an einem Farbzentrenlaser ein externer Resonator angekoppelt. Dieser externe Resonator benutzt als nichtlineares Medium eine Glasfaser, die bei der Laserwellenlänge eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion besitzt. Die Phasenkopplung im Solitonen-Laser entsteht aus Intensitätsfluktuationen der Laserstrahlung und entwickelt sich aus dem Rauschen. Durch den nichtlinearen Effekt der Selbstphasenmodulation entstehen aus den Leistungsfluktuationen neue Frequenzen. Durch die Wiedereinkopplung dieser Laserstrahlung in den Hauptresonator entwickelt sich hieraus nach wenigen Resonatorumläufen ein Impuls. Durch das Zusammenwirken der Selbstphasenmodulation und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion bilden sich unter geeigneten Bedingungen Solitonen in der Faser, die sich dadurch auszeichnen, daß sich ihre Einhüllenden bei Durch-

laufen der Faser nicht oder – für höhere Solitonen - periodisch ändern. Kurz nach der Vorstellung des Solitonen-Lasers wurde zuerst theoretisch [47] und dann experimentell [48] die Realisierung der Modenkopplung durch einen externen nichtlinearen Resonator mit positiver Gruppengeschwindigkeitsdispersion durchgeführt. Diese Methode der Modensynchronisation wird als Additive-Pulse Mode Locking bezeichnet [39, 50]. Weitere Festkörperlaser, wie z.B. Nd:Glas- und Nd:YAG –Laser wurden mit dieser Methode modensynchronisiert [51, 52]. Die Rückkopplung dieser Laser durch einen externen Resonator erfordert im allgemeinen eine Regelung der Länge eines der beiden Resonatoren [53]. Die Regelung muß mit interferometrischer Genauigkeit erfolgen.

Die vorliegende Arbeit beschreibt einen **Additive-Pulse Mode Locked (APM) Nd:YAG-Laser** in verschiedenen Konfigurationen. Erstmals konnte ein selbststabiles Verhalten der Modenkopplung über einen längeren Zeitraum beobachtet werden. Die experimentellen Daten zu den unterschiedlichen Konfigurationen werden vorgestellt und interpretiert. Das selbststabilisierende Lasersystem wird mit Hilfe eines numerischen Modells beschrieben. Kapitel 1 beinhaltet die Materialeigenschaften von Nd:YAG und die allgemeinen Grundlagen eines Vier-Niveau-Lasers. Aus den Laserratengleichungen wird die Photonendichte und die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus hergeleitet. Diese Relationen stellen die Grundlage für die numerische Behandlung der Verstärkung im laseraktiven Medium dar. Das anschließende Kapitel beschreibt das nichtlineare Medium in einem APM-Laser – die Glasfaser. Hier werden neben dem Glasfaseraufbau und der Lichtleitung in einer Glasfaser auch die linearen Eigenschaften der Faser, die Dispersion und die Absorption beschrieben. Des weiteren wird auf die nichtlinearen Eigenschaften, wie die Selbstphasenmodulation, die Frequenzverdopplung und die Ramanstreuung, der Faser eingegangen. Das Prinzip der Modenkopplung wird in Kapitel 4 erläutert. Einen Schwerpunkt stellt dabei die Modenkopplung durch die Methode des Additive-Pulse Mode Locking dar. Die verschiedenen prinzipiellen Anordnungen werden in diesem Kapitel aufgezeigt. Das numerische Modell des APM-Lasers wird in Kapitel 5 vorgestellt. Die Ergebnisse der Simu-

Kapitel 1. Einleitung

lationen des APM-Lasers in verschiedenen Konfigurationen werden gezeigt. Anschließend erfolgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse. Die Resultate eines APM-Lasers, der mit Entladungslampen gepumpt wurde, werden sowohl für die Fabry-Perot-Anordnung als auch für die sog. *P*- und *Q*-Konfigurationen vorgestellt. Abschließend werden Aufbau und Eigenschaften eines laserdioden-gepumpten APM-Lasers vorgestellt.

2. DER Nd:YAG-LASER

Zum Verständnis der Funktionsweise eines APM-Lasers, also eines Lasers, der mit einem externen Resonator gekoppelt ist, muß zuerst der eigentliche Laser betrachtet werden. Der hier beschriebene APM-Laser basiert auf einem Festkörperlaser, der einen Laserübergang in einem mit Neodym dotierten Yttrium-Aluminium-Granat Kristall nutzt. Schon kurze Zeit, nachdem der erste Nd:YAG-Laser von Geusic et al. [54] im Jahre 1964 vorgestellt wurde, fand dieser Laser rasche Verbreitung und wurde zu einem leistungsfähigen Gerät sowohl im kontinuierlichen (continuous wave, cw) als auch im gepulsten Betrieb weiter entwickelt.

2.1 MATERIALEIGENSCHAFTEN VON Nd:YAG

Nd:YAG besteht aus einem Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), in dem einige (ca. 1%) der Y-Atome durch Nd-Atome ersetzt wurden. Zum Betrieb und zur Simulation eines Lasers, hier speziell eines Nd:YAG-Lasers, müssen die physikalischen und optischen Eigenschaften vom laseraktiven Material bekannt sein. Die wichtigsten Konstanten sind in Tab. 2.1 zusammengestellt.

Tab. 2.1 *Physikalische und optische Eigenschaften von Nd:YAG*

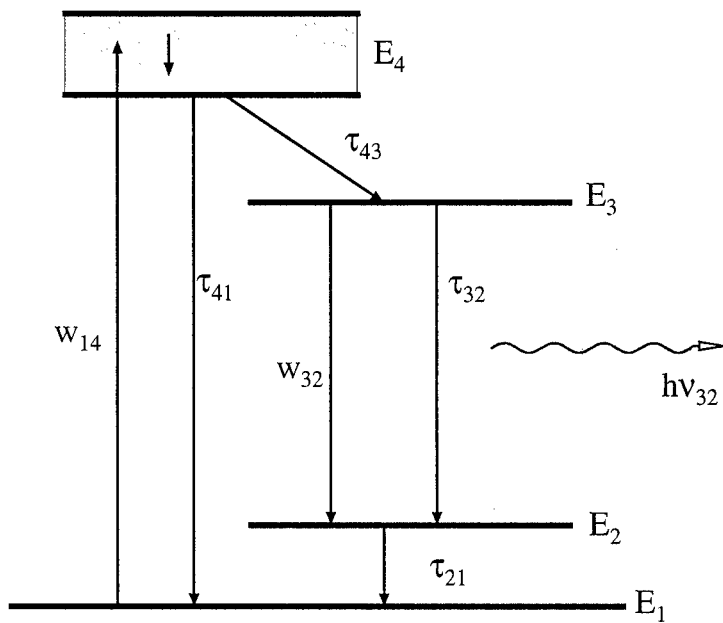
Nd Atome pro cm^3 (Dotierung 1%)	1.38×10^{20}
Dichte	$4,56 \text{ g/cm}^3$
Schmelzpunkt	$1970 \text{ }^\circ\text{C}$
Thermischer Ausdehnungskoeffizient α_T [100] Kristallorientierung [110] Kristallorientierung	$8,2 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ($T = 0 - 250 \text{ }^\circ\text{C}$)

Kapitel 2. Lasergrundgleichungen

[111] Kristallorientierung	$7,7 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ (T = 0 – 250 °C) $7,8 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ (T = 0 – 250 °C)
Brechungsindex bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$	1,82
Linienbreite	0,45 nm (120 GHz)
Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission	$\sigma_{21} = 2,7 - 8,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Fluoreszenzlebensdauer	230 μsec

2.2 LASERRATENGLEICHUNGEN

Das Therm-schema eines Vier-Niveau-Lasers ist in Abb. 2.1 skizziert. Durch die Absorption der Strahlung werden Atome vom Grundniveau E_1 in das Niveau E_4 des laseraktiven Materials gepumpt. Aufgrund der Lage von E_4 wird dieses Niveau auch Pumpniveau genannt. Die Anzahl der angeregten Atome ist direkt abhängig von der Breite des Pumpniveaus [55]. Aufgrund des Energieverlustes der Atome erfolgt ein Übergang vom Pumpniveau auf das obere Laserniveau E_3 . Der für die Laseraktivität relevante Übergang erfolgt von E_3 nach E_2 . Durch Strahlungs- und Stoßprozesse findet der Übergang von E_2 zum Grundniveau statt.



Termschema Vier-Niveau-Laser

Abb. 2.1 Termschema Nd:YAG

Die Grundgleichungen zur theoretischen Beschreibung eines Lasers sind die Laserratengleichungen, die in 2.1 bis 2.5 dargestellt sind. Vereinfacht wird hier angenommen, daß $w_{jk} = w_{ki}$ ist.

$$\frac{\partial n_4}{\partial t} = w_{14}(n_1 - n_4) - \frac{n_4}{\tau_{43}} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = \frac{n_4}{\tau_{43}} - \frac{n_3}{\tau_{32}} - w_{32}(n_3 - n_2) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = w_{32}(n_3 - n_2) + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = w_{14}(n_4 - n_1) + \frac{n_4}{\tau_{41}} + \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = w_{32}(n_3 - n_2) + \kappa \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2.5)$$

n_i repräsentiert die Besetzungsdichte des i -ten Niveaus, w_{ij} die induzierte Emissions- bzw. Absorptionsrate, τ_{ij} die spontanen Relaxionszeiten, ϕ die Photonen-dichte im Laserresonator, κ gibt den Anteil der spontanen Emission an, der sowohl zeitlich als auch räumlich kohärent zur Laserstrahlung ist. Der Term ϕ / τ_c stellt den Verlust im Laserresonator dar, wobei τ_c als Abklingkonstante des Resonators verstanden werden kann. Dieser Verlust beinhaltet die Auskopplung der Laserstrahlung am Auskoppelspiegel, Streuung an den Resonatorspiegeln und sonstige Verluste im Resonator.

Unter der Annahme, daß die Zeitkonstante des Übergangs vom Pumpniveau zum oberen Laserniveau kleiner als die des Laserübergangs und somit die Besetzungsdichte $n_4 = 0$ ist, kann man die o.g. Laserratengleichungen auf die Ratengleichungen eines Drei-Niveau Systems vereinfachen.

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = w_{32}(n_3 - n_2) + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -\frac{n_3}{\tau_{32}} - w_{32}(n_3 - n_2) + Pn_1 \quad (2.7)$$

$$n_G = n_1 + n_2 + n_3 \quad (2.8)$$

P (s^{-1}) ist in der Gl. 2.7 die Pumprate. Der Zusammenhang zwischen der Übergangsrate w_{32} , dem Wirkungsquerschnitt σ_{32} , der spektralen Energiedichte $\rho(\nu)$, der Photonendichte ϕ im Resonator und dem Einsteinkoeffizienten für stimulierte Emission B_{32} ist gegeben durch:

$$w_{32} = c \sigma_{32} \phi; \quad \sigma_{32} = \frac{B_{32} \rho(\nu)}{c \phi}; \quad \rho(\nu) = h \nu g(\nu) \phi \quad (2.9)$$

Die spektrale Energiedichte $\rho(\nu)$ wird ausgedrückt als das Produkt aus Anzahl der Photonen pro Volumen (ϕ), der Photonenenergie ($h\nu$) und der Linienformfunktion $g(\nu)$.

In einem idealen Vier-Niveau-Laser ist der Übergang vom unteren Laserniveau zum Grundniveau, verglichen mit dem Laserübergang, sehr schnell, d.h. die Zeitkonstante $\tau_{21} \approx 0$ und $n_2 = 0$. Somit vereinfachen sich die obigen Gleichungen zu (mit: $\sigma_{32} := \sigma$):

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = P n_1 - c \sigma \phi n_3 - n_3 \frac{1}{\tau_{32}} \quad (2.10)$$

$$n_G = n_1 + n_3 \quad (2.11)$$

Der Zuwachs der Besetzungsdichte n_3 kann in diesem Zwei-Niveau-Schema durch die Pumprate P (s^{-1}) beschrieben werden, die Abnahme der Besetzungsdichte wird durch $c \sigma \phi n_3$ und die spontane Emission n_3 / τ_{32} dargestellt.

Der Anteil der spontanen Emission ist gegenüber dem der stimulierten Emission für die Photonendichte im Resonator sehr klein, daher ist es gerechtfertigt, den Term $\kappa n_3 / \tau_{32}$ zu vernachlässigen (für den Startprozeß ist dieser Term nicht zu vernachlässigen). Entsprechend lautet die Gleichung für die Photonendichte im Resonator:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c\sigma\phi n_3 - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2.12)$$

Im eingeschwungenen Zustand des Lasers ändern sich die Photonendichte im Resonator und die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus nicht. Dieser Zustand wird charakterisiert durch die Bedingungen :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial n_3}{\partial t} = 0 \quad (2.13)$$

Ausgehend von diesen Gleichungen kann die Photonendichte im Laserresonator und die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus für den stationären Zustand (ϕ_{st} und n_{st}) bestimmt werden als:

$$n_{st} = \frac{1}{c\sigma\tau_c}; \quad \phi_{st} = \frac{Pn_1\tau_{32}\tau_c - c\sigma}{\tau_{32}c^2\sigma^2} \quad (2.14)$$

Der Einschwingvorgang eines Lasers kann mit den Gln. 2.10 und 2.12 sowie den Randbedingungen 2.14 simuliert werden. Die Indizierung der Besetzungsdichte n_3 wird bei den weiteren Betrachtungen nicht mehr aufgeführt ($n_3 \equiv n$).

2.2.1 RELAXATIONSSCHWINGUNGEN

Aus der Messung der Relaxationsschwingungen können wichtige Nennwerte des Lasers wie der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission, die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, der interne Verlust eines Laser und der Kleinsignalverstärkungsfaktor bestimmt werden [56, 57]. Diese Daten sind zur Anpassung einer numerischen Simulation an den realen Laser notwendig.

Im folgenden wird der Zusammenhang zwischen dem Abstand der Relaxationsspiques (bzw. deren reziproker Wert, die Frequenz der Schwingung) und der Pumprate sowie der Zusammenhang zwischen der Frequenz und dem Verlustfaktor τ_c hergeleitet. Der Anteil der Besetzungsänderung des oberen Laserniveaus durch spontane Emission ist vernachlässigbar, daher wird der Term n_3/τ_{32} in Gl. 2.10 nicht weiter berücksichtigt.

Aus der Beziehung 2.12, der Differentialgleichung für die Photonendichte soll die Besetzungsdichte eliminiert werden. Dazu wird die Gleichung zuerst nach der Zeit differenziert:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c\sigma n \frac{\partial}{\partial t} \phi + c\sigma \phi \frac{\partial}{\partial t} n - \frac{1}{\tau_c} \frac{\partial}{\partial t} \phi \quad (2.15)$$

Der Ausdruck $\partial n / \partial t$ wird durch die Gln 2.10 und 2.11 ersetzt.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c\sigma n \frac{\partial}{\partial t} \phi - \frac{1}{\tau_c} \frac{\partial}{\partial t} \phi + c\sigma \phi P n_G - [c\sigma \phi P + (c\sigma \phi)^2] n \quad (2.16)$$

Zur Lösung dieser nichtlinearen Differentialgleichung wird die Photonendichte durch eine Störung um den stationären Wert ϕ_{st} (Gl. 2.14) und die Besetzungsdichte als eine Störung um n_{st} (Gl. 2.14) dargestellt [55].

Kapitel 2. Lasergrundgleichungen

$$\tilde{\phi} = \phi_{St} + q ; \quad \tilde{n} = n_{St} + \eta \quad (2.17)$$

Mit den stationären Werten für die Photonendichte und die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus und bei Vernachlässigung von Termen zweiter Ordnung von q wird Gl. 2.16 umgeformt zu

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + c\sigma\phi_{St} \frac{\partial q}{\partial t} + (c\sigma)^2 \phi_{St} n_{St} q = 0. \quad (2.18)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt mit der Anfangsbedingung $q(0) = 0$:

$$q = -2 \frac{\sqrt{4(c\sigma)^2 \phi_{St} n_{St} - 2(c\sigma)^2 \phi_{St}^2}}{(c\sigma)^2 \phi_{St} (4n_{St} - \phi_{St})} \exp\left(-\frac{1}{2} c\sigma \phi_{St} t\right) \sin\left(\frac{1}{2} \sqrt{4n_{St} (c\sigma)^2 \phi_{St} - (c\sigma \phi_{St})^2} t\right) \quad (2.19)$$

Der Vorfaktor dieser Gleichung ist für die weitere Betrachtung nicht von Interesse. Relevant ist die zeitliche Abklingkonstante τ_D (Abklingen der Exponentialfunktion auf das 1/e-fache) der Relaxationsschwingung, die gegeben ist durch:

$$\tau_D = \frac{2}{c\sigma \phi_{St}}. \quad (2.20)$$

Nach [56] ist $n_{St} \phi_{St} \gg \phi_{St}^2$. Daher vereinfacht sich das Argument des Sinus zu $c\sigma \sqrt{n_{St} \phi_{St}}$ und die Frequenz der Relaxationsschwingung bestimmt sich aus diesem Argument zu:

$$\omega_R = c\sigma \sqrt{n_{St} \phi_{St}} \quad (2.21)$$

Kapitel 2. Lasergrundgleichungen

Der Sättigungsparameter I_s und die Lebensdauer des stimulierten Überganges τ_s werden definiert durch [56, 58]:

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma\tau_{32}}; \quad \tau_s = \frac{I_s}{I}\tau_{32} \quad (2.22)$$

mit τ_{32} als der Fluoreszenzlebensdauer und I als der Intensität im Laserresonator. Durch Einführen dieser Parameter werden die Abklingkonstante τ_D und die Frequenz der Relaxationsschwingung umgeformt zu :

$$\omega_R = \frac{1}{\sqrt{\tau_c \tau_s}} = \sqrt{\frac{I}{I_s \tau_{32} \tau_s}}; \quad \frac{1}{\tau_D} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_s} \right). \quad (2.23)$$

Der Zusammenhang zwischen der Ausgangsleistung des Lasers P_{aus} und der internen Intensität I wird mit F_{st} als Strahlquerschnittsfläche im Resonator und T_{aus} dem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels dargestellt durch :

$$I = \frac{2 P_{aus}}{T_{aus} F_{st}}. \quad (2.24)$$

Mit den Gleichungen

$$I = \frac{I_s}{\tau_s} \tau_{32} = \frac{h\nu}{\sigma\tau_s} \quad (2.25)$$

und der Beziehung für die Frequenz der Relaxationsschwingung wird ein Ausdruck für den stimulierten Wirkungsquerschnitt hergeleitet:

$$\sigma = \frac{h\nu T_{aus} F_{st}}{2 P_{aus} \tau_s} = \frac{h\nu T_{aus} F_{st}}{2 P_{aus}} \omega_R^2 \tau_c \quad (2.26)$$

Aus der Messung der Ausgangsleistung, des Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels und des Verlustfaktors τ_c kann der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission bestimmt werden. Eine Methode zur Bestimmung des Verlustfaktors wird im folgenden gezeigt.

2.2.2 SCHWELLWERT DES LASERS

Betrachtet wird ein Laseroszillator (Abb. 2.2) bestehend aus folgenden Komponenten: einem Endspiegel S_1 mit dem Reflexionsgrad R_{end} , einem Auskoppelspiegel S_2 mit der Reflexion R_{aus} , dem verstärkenden Medium und einer Komponente stellvertretend für Verluste, die im Resonator auftreten. Verluste treten u.a. durch Reflexion, Streuung und Absorption in und an den Laserspiegeln, dem aktiven Lasermaterial und an sonstigen Elementen auf, die im Laserresonator vorhanden sind.

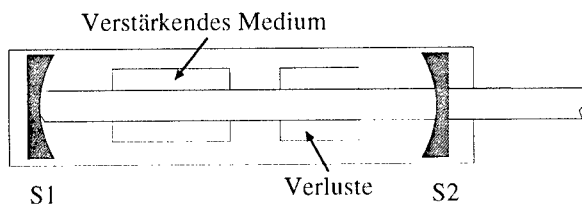


Abb. 2.2 Laseraufbau

Ein spontan erzeugter Lichtimpuls durchläuft den Resonator z.B. vom Endspiegel durch das aktive Medium zum Auskoppelspiegel. Dort wird ein Teil der Strahlung ausgekoppelt und der verbleibende Teil durch das aktive Medium zurück auf

den Endspiegel reflektiert. Damit Lasertätigkeit stattfinden kann, muß die Verstärkung für diesen Strahlungspuls gleich den Verlusten inkl. der Auskoppelverluste im Resonator sein. Ausgehend von der Annahme, daß der Verstärkungsfaktor im Medium gegeben ist durch $\exp(gl)$, mit g als der Verstärkung pro Längeneinheit des Lasermaterials und l als der Länge des aktiven Mediums, kann die Schwellwertbedingung formuliert werden als:

$$R_{aus} R_{end} \exp(2gl) = 1 \quad (2.27)$$

Diese Gleichung berücksichtigt nur die Verluste, die die Strahlung durch die Resonatorspiegel erfährt, die o.g. Verluste werden nach [58] durch den Absorptionskoeffizienten α beschrieben. Somit ergibt sich für die Schwellwertbeziehung der Ausdruck :

$$R_{aus} R_{end} \exp 2l(g - \alpha) = 1 \quad (2.28)$$

Der Verlust α und die Verstärkung g sind im allgemeinen frequenzabhängig. g läßt sich als Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission und der Besetzungsdichte im oberen Laserniveau ausdrücken:

$$g = \sigma n. \quad (2.29)$$

In den Ratengleichungen wurde der Gesamtverlust durch die Abklingkonstante τ_c beschrieben. τ_c kann als die Lebensdauer der Photonen im Resonator definiert werden. Der Verlust pro Umlauf sei dann ε und ergibt sich aus dem Quotient von Umlaufzeit t_R und Lebensdauer eines Photons im Resonator:

$$(2.30)$$

$$\varepsilon = \frac{t_R}{\tau_c} ; \quad t_R = \frac{2l'}{c}$$

l' ist die optische Länge des Resonators. Aus Gl. 2.28 ergibt sich ebenfalls der Verlust pro Umlauf:

$$2gl = -\ln(R_{aus} R_{enl}) + 2\alpha l . \quad (2.31)$$

Die Gln. 2.30 und 2.31 werden einander gleichgesetzt ($\varepsilon = 2gl$) und umgeformt zu:

$$\tau_c = \frac{2l'}{c} \frac{1}{-\ln(R_{aus} R_{enl}) + 2\alpha l} \quad (2.32)$$

Aus der Schwellwertbeziehung 2.28 kann nach [59] ein Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizienten α und dem Reflexionsgrad R_{aus} hergestellt werden :

$$\frac{(E_p - E_{p0})}{E_{p0}} = \frac{\ln\left(\frac{1}{R_{aus}}\right)}{2l\alpha} \quad (2.33)$$

E_p ist die Pumpenergie an der Schwelle für den Reflexionsgrad R_{aus} und E_{p0} die Pumpenergie an der Laserschwelle bei einem Auskoppelfaktor von 0 %. Aus der Messung der Pumpenergie bei Einsetzen der Lasertätigkeit in Abhängigkeit von verschiedenen Auskoppelgraden des Laserresonators läßt sich der Verlustfaktor α bestimmen.

Zur Simulation der Vorgänge im Laser wird die Verstärkung pro Umlauf benötigt. Der Verstärkungsfaktor pro Umlauf wird nach [58] definiert durch :

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_s} \quad (2.34)$$

Hier ist g_0 der Kleinsignalverstärkungsfaktor, der die Verstärkung pro Umlauf unter der Annahme einer geringen Photonendichte im Resonator angibt. Ausgehend von dem eingeschwungenen Zustand des Lasers, d.h. $\partial n / \partial t = 0$ wird Gleichung 2.10 mit 2.11 zu:

$$n = \frac{P n_G}{c \sigma \phi + P + \frac{1}{\tau_{32}}} \quad (2.35)$$

Mit der Definition des Verstärkungsfaktors 2.29 wird für eine geringe Photonendichte $\phi = 0$ der Kleinsignalverstärkungsfaktor g_0 bestimmt:

$$g_0 = \frac{P \sigma n_G \tau_{32}}{1 + P \tau_{32}} \quad (2.36)$$

Der APM-Laser besteht neben dem Hauptresonator mit dem laseraktiven Medium noch aus einem externen Resonator. Dieser externe Resonator besitzt als nichtlineares Medium eine Glasfaser. Auf den Glasfaseraufbau und die in der Glasfaser ablaufenden Vorgängen wird im nächsten Kapitel eingegangen.

3. GLASFASERN

Die Bedeutung von Glasfasern in der Kommunikationstechnik ist in den letzten 10 Jahren erheblich gestiegen. So wird für die Nachrichtenübertragung das herkömmliche Medium Kupferkabel immer öfter durch Glasfasern ersetzt. Die Glasfaser besitzt bessere Übertragungseigenschaften als Kupferkabel. Die auftretenden Verluste in einer Faser sind gering. Die Übertragungsbandbreite für Signale ist sehr groß. Gerade die Dämpfung konnte in den letzten Jahren von anfangs 1000 dB/km [62] für die ersten Glasfasern bis auf unter 0,2 dB/km reduziert werden [63]. Die Minima der Verluste einer Faser befinden sich in den Wellenlängenbereichen um 1300 und 1550 nm, die Entwicklung der Signalquellen (Leuchtdioden und Laser) für die Nachrichtenübertragung wurde an diese Minima angepaßt.

Neben der Kenntnis der Dämpfung der Glasfaser muß eine Reihe von anderen Effekten, die bei der Signalübertragung zu Signalverzerrungen führen können, berücksichtigt werden. Diese Effekte können auf Grund der Dispersion in der Faser oder auf Grund des geringen Kerndurchmessers und den damit verbundenen hohen Lichtintensitäten von Fasern auftreten. Nach einer kurzen Einführung über Fasergeometrien und deren Herstellung werden im ersten Teil dieses Kapitels lineare Effekte wie die Dispersion beschrieben. Bei Monomodefasern, Fasern in denen nur die transversale Grundmode anschwingt, sind zum Beispiel Kerndurchmesser von nur einigen μm notwendig. Die bei diesem geringen Kerndurchmesser auftretenden hohen Intensitäten führen zu nichtlinearen Effekten in der Glasfaser. Zu den nichtlinearen Effekten gehört u.a. die Selbstphasenmodulation, Ramanstreuung, Erzeugung der zweiten Harmonischen, Brillouinstreuung, Kreuzphasenmodulation und Vierwellenmischung.

3.1 GLASFASERAUFBAU

Die Abbildung 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Glasfaser. Der lichtführende Kern der Faser besitzt für Einzelmodenfasern einen Kerndurchmesser von 3 bis 10 μm . Der Kern ist von einem Fasermantel mit einem Brechungsindex kleiner als der des Kernes umgeben. Typische Durchmesser für

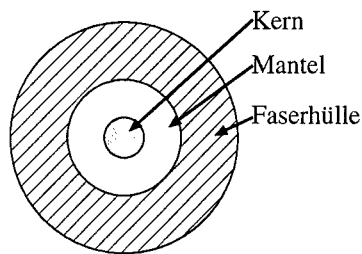


Abb. 3.1 Faserquerschnitt

Fasermäntel liegen im Bereich um 100 μm . Zum Schutz der Faser vor mechanischen Beschädigungen umgibt den Fasermantel eine Schutzhülle, i.a. ein Kunststoffüberzug. Das Ausgangsmaterial für verlustfreie Fasern ist Glas (SiO_2). Ein Brechungsindexunterschied vom Faserkern zum Fasermantel wird durch Dotierung des Kernes bzw. des Mantels erreicht. Eine Dotierung von SiO_2 mit GeO_2 oder P_2O_5 erhöht den Brechungsindex, eine Dotierung mit Fluor reduziert den Brechungsindex von Glas. Zwei mögliche Varianten für den radialen Verlauf des Brechungsindex sind in Abbildung 3.2 zu sehen. In 3.2 a) wird der Brechzahlverlauf für eine Stufenindexfaser und in b) für eine Gradientenindexfaser gezeigt.

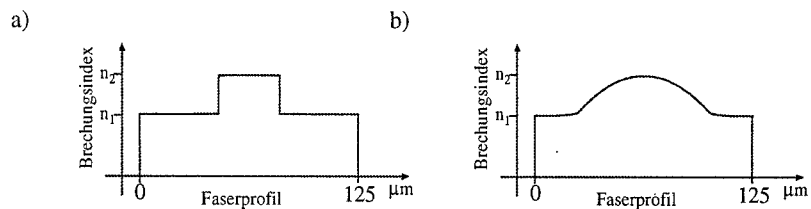


Abb. 3.2 Das Brechungsindexprofil einer Stufenindex- und einer Gradientenindexfaser über dem Querschnitt

Einzelmodenfasern, im folgenden in Anlehnung an den englischen Ausdruck 'monomode fiber' als Monomodefaser bezeichnet, sind Fasern in denen nur die transversale Grundmode anschwingt. Diese Fasern sind als Lichtleiter mit einem Stufenindex konzipiert, während bei Mehrmodenfasern zur Verringerung der Modendispersion ein Gradientenindexprofil eingesetzt werden kann.

Neben der Angabe der Dämpfung sind zwei weitere Parameter wichtig zur Charakterisierung einer Faser. Ein Parameter gibt den relativen Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel an:

$$\Delta = \frac{n_k - n_m}{n_k} \quad (3.1)$$

n_k ist der Brechungsindex des Kerns und n_m der des Mantels. Aus dem zweiten Parameter wird die Anzahl der anschwingenden Moden bei einer gegebenen Wellenlänge λ in der Faser ermittelt. Dieser Parameter wird definiert als normalisierte Frequenz V :

$$V = k_0 a \sqrt{n_k^2 - n_m^2} ; \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} . \quad (3.2)$$

Der Kerndurchmesser der Faser ist a . Üblicherweise wird der Ausdruck $\sqrt{n_k^2 - n_m^2}$ als die numerische Apertur N_A bezeichnet. Der Wert für die numerische Apertur liegt für Fasern im Bereich von 0,1 bis 0,2. Für eine Stufenindexfaser in der nur die Grundmode geführt werden soll, muß die normalisierte Frequenz $< 2,405$ sein [64].

3.2 LICHTLEITUNG

Die Ausbreitung von Licht in einer Faser beruht auf dem Prinzip der Totalreflexion. Elektromagnetische Wellen werden ab einem Grenzwinkel beim Übergang vom optisch dichteren (größerer Brechungsindex) zum optisch dünneren (kleinerer Brechungsindex) total reflektiert. Die Lichtausbreitung in einer Glasfaser findet im wesentlichen im Kern

statt. Die verschiedenen Arten von möglichen Lichtwellen, die nach Einkopplung in der Faser entstehen können, sind in Abb. 3.3 illustriert. Es wird unterschieden zwischen Kernwel-

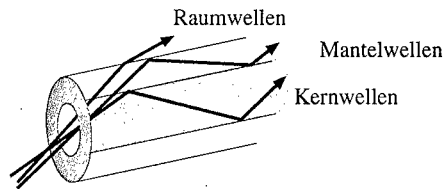


Abb. 3.3 Ausbreitungsarten von Licht in einer Faser

len, Mantelwellen und Raumwellen. Eine Führung von Mantelwellen findet in Monomodefasern nur kurz nach der Einkopplung statt. Die Raumwellen und Mantelwellen stellen für die Bilanz der Faserübertragung einen Verlust dar. Mit diesen Wellen können allerdings wichtige Parameter der Faser bestimmt werden wie der radiale Modenfelddurchmesser und das radiale Brechzahlprofil. Eine Meßmethode, die sich der Raumwellen bedient, ist die sog. „Refracted Near Field Method“ [65].

Bei gegebener Lichtleistung wird die Intensität der Strahlung durch den Modenfelddurchmesser bestimmt. Der Zusammenhang zwischen dem Modenfelddurchmesser D_{MFD} und dem Faserkernradius a kann in dem Bereich der normalisierten Frequenz von $1,5 < V < 2,5$ nach [64, 66] angenähert werden durch:

$$D_{MFD} = 2a \left(0,650 + \frac{1,619}{V^{1,5}} + \frac{2,879}{V^6} \right); \quad A_{eff} = \pi \left(\frac{D_{MFD}}{2} \right)^2 \quad (3.3)$$

Hier ist A_{eff} die effektive Faserquerschnittsfläche.

Der Modenfelddurchmesser für eine Faser mit einer numerischen Apertur N_A von 0,15 und einer Grenzwellenlänge λ_G von 1020 nm ist als Funktion der Wellenlänge in Abb. 3.4 zu sehen (V-Parameter von 1,5 bis 2,5). Die hier eingeführte Größe der Grenzwellenlänge

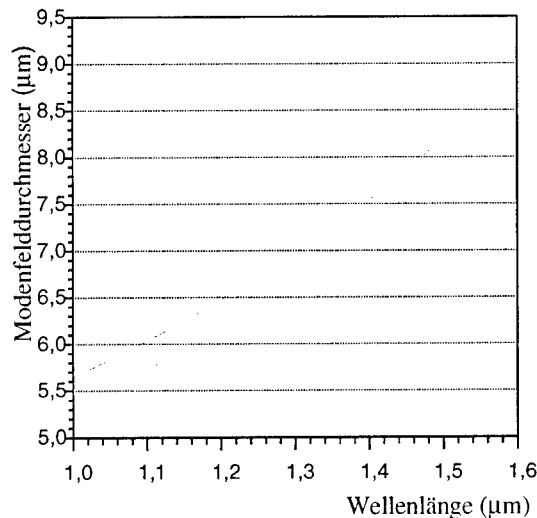


Abb. 3.4 Modenfelddurchmesser einer Faser mit $N_A = 0,15$ und einer Grenzwellenlänge von 1020 nm

ist eine Herstellerangabe für Glasfasern und beschreibt die Wellenlänge, ab der der V-Wert größer bzw. gleich 2,405 ist. Elektromagnetische Strahlung oberhalb dieser Wellenlänge wird in der Faser in der Grundmode geführt. Der Kernradius a , der zur Berechnung des Graphen in Abb. 3.4 notwendig ist, wurde gemäß Gl. 3.2 mit $\lambda = \lambda_G$ verwendet.

Neben den geometrischen Parametern einer Faser ist für die Lichtleitung in einer Glasfaser die Kenntnis über die Absorption und Dispersion wichtig. Auf diese Parameter wird im weiteren eingegangen.

3.3 DÄMPFUNG UND DISPERSION

In Glasfasern wird die Dämpfung für kleinere Wellenlängen durch die Rayleigh-Streuung bestimmt. Diese Streuung ist proportional zu $1/\lambda^4$. Zum nahen infraroten Wellenlängenbereich fällt deren Anteil stark ab, aber wird um 1400 nm durch eine Absorption, verursacht durch OH^- Ionen die in die Glasfaser hineindiffundieren, überlagert. Lokale Minima der Dämpfung befinden sich bei den Wellenlängen 1300 nm und 1550 nm. Bei der Wellenlänge von 1550 nm kann die Dämpfung auf unter 0,2 dB/km sinken, abhängig von der Konzentration von OH^- Ionen. Abb. 3.5 zeigt den Verlauf der Dämpfung am Beispiel einer mit Germanium dotierten Glasfaser [33].

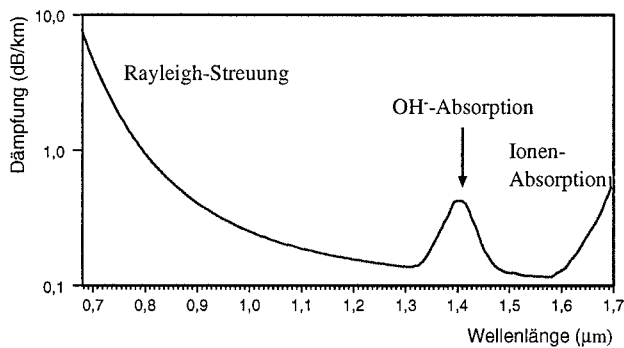


Abb. 3.5 Dämpfung in einer Glasfaser nach [33]

Der Verlust in einer Faser wird durch den Koeffizienten α_v angegeben. Ist P_0 die Eingangsleistung in der Faser und z die Länge der Faser, so ergibt sich die transmittierte Leistung zu:

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha_v z). \quad (3.4)$$

Bei der Charakterisierung von Fasern wird der Verlust in Einheiten von dB/km angegeben:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{z} \log\left(\frac{P_r}{P_0}\right). \quad (3.5)$$

Bei der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen im Medium kommt es stets zu einer Wechselwirkung der Wellen mit dem Medium. Die Lichtleitung in einer Faser lässt sich deuten als nichtresonante Absorption der Strahlung durch Elektronen, bei der die Elektronen zu harmonischen Schwingungen um ihre Ruhelage angeregt werden, und die nachfolgende leicht verzögerte Reemission von Strahlung. Ist die Oszillation der Elektronen proportional zum elektrischen Feld, so ist die Wechselwirkung linear. Die Verzögerung der Elektronen in ihrer Oszillation relativ zum elektrischen Feld - die Phase der Oszillationen - ist abhängig von der Frequenz des Feldes. Dieser Zusammenhang wird Dispersion genannt. Ist die Frequenz der elektromagnetischen Welle nicht in der Nähe einer atomaren Resonanz, so kann der Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Frequenz durch die Sellmeier-Formel genähert werden [64]:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}. \quad (3.6)$$

Die Parameter ω_j und B_j werden durch Anpassen von experimentell ermittelten Dispersionskurven einer Glasfaser ermittelt. Die Parameter für zwei Glasfasern sind nach [67] in Tab. 3.1 aufgeführt. Dabei bestand die eine Glasfaser aus reinem Quarzglas, die andere Faser wurde mit 5 % Germaniumoxid dotiert.

Tab. 3.1 Sellmeier-Koeffizienten

Faser	B_1	λ_1	B_2	λ_2	B_3	λ_3
SiO ₂	0,696750	0,069066	0,408218	0,115662	0,890815	9,900559
5 % GeO ₂	0,702043	0,070842	0,424391	0,120753	0,821642	9,724603

Die Angabe der Parameter λ_j erfolgt in μm , die Umrechnung zu den entsprechenden Kreisfrequenzen ω_j mit $\lambda_j = 2\pi c / \omega_j$. Mit der Kenntnis des Verlaufs der Brechzahl kann die Moden-Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$ bestimmt werden. Diese Konstante wird in eine Taylorreihe um die Mittenfrequenz ω_0 entwickelt.

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (3.7)$$

Die einzelnen Koeffizienten werden dargestellt durch:

$$\beta_i = \left(\frac{\partial^i \beta}{\partial \omega^i} \right)_{\omega=\omega_0} ; (i = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.8)$$

Dabei beschreibt der Parameter β_1 die Gruppengeschwindigkeit v_g mit:

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} ; \quad n_g = n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \quad (3.9)$$

Der Gruppenbrechungsindex ist dabei n_g . Der Koeffizient β_1 ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Einhüllenden eines Wellenpaketes, während der Parameter β_2 das Zerfließen eines Wellenpaketes angibt. β_2 beschreibt die Gruppengeschwindigkeitsdispersion.

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right) \equiv \frac{\omega}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \equiv \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \quad (3.10)$$

Der Graph von β_2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge hat für Quarzglas einen Nulldurchgang bei einer Wellenlänge von ca. 1,27 μm . Dies bedeutet, daß bei der genannten Wellenlänge das Zerfließen eines Wellenpaketes nicht stattfindet. Dieser Nulldurchgang steht nicht für das Verschwinden der Dispersion. Für diesen Fall müssen Terme höherer Ordnung in der Reihenentwicklung (Gl. 3.7) berücksichtigt werden.

Die Gln. 3.9 und 3.10 beschreiben die Dispersion in Abhängigkeit von der Wellenlänge für ein einzelnes Material. Daher wird hierdurch nur die Dispersion im Kern und nicht im Mantel beschrieben. Bei einer Lichtleitung, die zum Teil auch im Mantel stattfindet, muß ebenso ein entsprechender Beitrag hierfür in Gl. 3.9 und Gl. 3.10 berücksichtigt werden. Dies läßt sich durch einen effektiven Brechungsindex ausdrücken, der die Wellenleitung im Kern und im Mantel beinhaltet. Die Korrektur des Brechungsindex durch diese Materialdispersion wird nach [65] mit Hilfe des normierten Faserparameters $b(V)$ durchgeführt.

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{n_m^2 + b(V) [n_k^2 - n_m^2]} \quad (3.11)$$

mit:

$$b(V) = 1 - \left(\frac{U(V)^2}{V^2} \right). \quad (3.12)$$

Bei einer Monomodefaser, in der nur die Grundmode geführt wird, vereinfacht sich diese Beziehung zu:

$$U(V) = \frac{(1 + \sqrt{2})V}{1 + (4 + V^4)^{1/4}} \Rightarrow b(V) = \frac{3}{[1 + (4 + V^4)^{1/4}]^2}. \quad (3.13)$$

Unter Berücksichtigung von Gl. 3.11 in Gl. 3.9 [68] wird damit die effektive reziproke Gruppengeschwindigkeit zu:

$$\beta_{1_{eff}} = \frac{1}{c} \left(n_{gm} + (n_{gk} - n_{gm}) \frac{\partial(Vb)}{\partial V} \right). \quad (3.14)$$

Entsprechend wird das Maß der Gruppengeschwindigkeitsdispersion β_2 (Gl. 3.10) modifiziert.

$$\beta_{2_{eff}} = -\frac{\lambda}{2\pi c^2} (n_k - n_m) V \frac{\partial^2(Vb)}{\partial V^2}. \quad (3.15)$$

In Abb. 3.6a ist die Gruppenverzögerung, bezogen auf eine Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ für eine Faser (Gl. 3.9 mit Gl. 3.6) aufgetragen. Abb. 3.6b zeigt entsprechend den Zusammenhang zwischen dem Dispersionsparameter β_2 und der Wellenlänge. Hieraus ist zu sehen, daß der Nulldurchgang der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) bei $1,3 \text{ } \mu\text{m}$ liegt und bestimmt wird durch die Gesamtwellenleiterdispersion. Links von dem Nulldurchgang ist der Bereich der positiven GVD und rechts der Bereich der negativen GVD. Im negativen GVD-Bereich ist unter Mitwirkung des nichtlinearen Effektes der Selbstphasenmodulation ein formstabiler Puls möglich [69]. Pulse, die ihre Form beim Durchlaufen der Faser nicht oder periodisch verändern, werden Solitonen genannt [70].

Die nichtlineare Reaktion des Materials auf ein elektrisches Feld wird Gegenstand der nächsten Abschnitte sein.

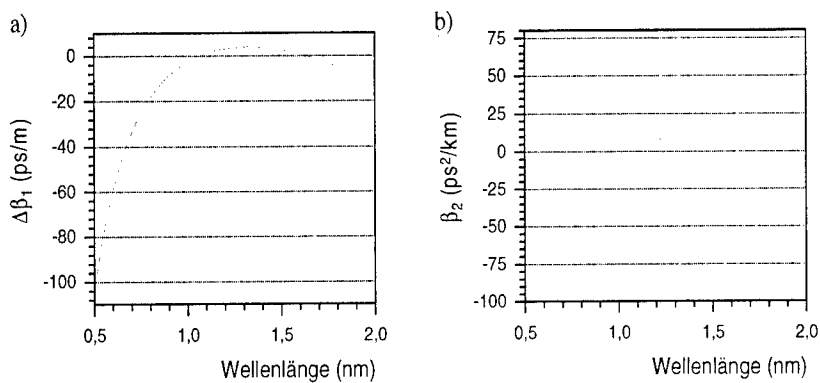


Abb. 3.6 a) Gruppenverzögerung und b) Dispersionsparameter β_2 . Bei dem Kernmaterial wird von einer 5 % Dotierung des SiO_2 mit GeO_2 ausgegangen.

3.4 NICHTLINEARE EFFEKTE

Die Intensität von elektromagnetischer Strahlung in einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von einigen Mikrometern ist bereits bei mittleren Laserleistungen sehr hoch. Die Oszillation der angeregten Elektronen im Medium ist nicht mehr proportional zum elektrischen Feld, die Reaktion des Mediums auf dieses Feld ist nichtlinear. Ausgehend von der Betrachtung der Wellenausbreitung in einer Faser werden einige der nichtlinearen Wechselwirkungen wie die Frequenzverdopplung, die Selbstphasenmodulation und die Ramanstreuung im folgenden beschrieben. Zum Verständnis der nichtlinearen Prozesse in der Glasfaser wird zunächst die Wellenausbreitung in einer Faser dargestellt.

3.4.1 WELLENAUSBREITUNG IN MATERIE

Die Ausgangsgleichungen für die Wellenausbreitung sind die Maxwell'schen Gleichungen in Anwesenheit von Materie (Gl. 3.16 bis 3.18). Aus diesen Gleichungen

chungen wird die skalare Wellenleitergleichung hergeleitet, die die Grundlage für die Betrachtungen von nichtlinearen Prozessen in der Faser bildet.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{J} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3.16 \text{ a,b})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.17 \text{ a,b})$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (3.18 \text{ a,b})$$

In Abwesenheit von freien Ladungsträgern ist der Stromdichtevektor \vec{J} und die Ladungsdichte ρ identisch Null. Der magnetische Feldvektor wird mit \vec{H} und der elektrische mit \vec{E} bezeichnet, \vec{B} ist die magnetische Flußdichte und \vec{D} die dielektrische Verschiebung. Die Relationen 3.18 a, b verbinden die Flußdichten mit den elektrischen und magnetischen Feldern, \vec{M} und \vec{P} sind die induzierte magnetische und elektrische Polarisation mit den Konstanten ϵ_0 als der Vakuum-Permittivität und μ_0 als der Vakuum-Permeabilität. Für nichtmagnetische Materialien wie die optische Faser gilt, daß die magnetische Polarisation $\vec{M} = 0$ ist. Aus den o.g. Maxwell'schen Gleichungen werden durch Anwendung der Rotation auf Gl. 3.16a und unter Verwendung der Gl. 3.17a, b und 3.18a, b die Wellengleichungen für die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in Fasern hergeleitet. Die Dielektrizitätszahl des Medium ist ϵ_r , und es gilt mit $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (3.19)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = -\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (3.20)$$

Mit Hilfe der Vektoridentität [71]

$$\nabla \times (a \times b) = a(\nabla \cdot b) - b(\nabla \cdot a) + (b \cdot \nabla)a - (a \cdot \nabla)b \quad (3.21)$$

und unter Berücksichtigung von $\nabla \cdot \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \nabla \cdot \vec{E} = 0$ vereinfacht sich Gl. 3.19 zu :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (3.22)$$

Als Lösung dieser Gleichung wird eine ebene Welle angesetzt, die sich in z-Richtung (entlang der Faserachse) ausbreitet:

$$\vec{E}(r, z, t) = \frac{1}{2} \vec{e} A(r, z, t) e^{-i(\omega t - k_z z)} + c.c. \quad (3.23)$$

Die komplexe Einhüllende des Feldes ist mit A bezeichnet und \vec{e} ist der Einheitsvektor, der die Polarisationsrichtung des Feldes anzeigt. Aufgrund der Zylindergeometrie einer Glasfaser ist es sinnvoll, die Wellenleitergleichung 3.22 in Zylinderkoordinaten mit den Variablen ρ , ϕ und z umzuformen.

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + \frac{n^2(\omega) \omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (3.24)$$

Für diese Darstellung wurde der Frequenzraum gewählt, d.h. für das elektrische Feld $E(r, t)$ wurde die Fouriertransformierte $\tilde{E}(r, \omega) = \int \vec{E}(r, t) e^{i\omega t} dt$ des Feldes eingesetzt. Entsprechend Ref. 65 läßt sich aus der Wellengleichung 3.24 die Feldverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung im Kern (radiale Feldvertei-

lung $F(\rho)$ durch eine Besselfunktion (J_m) und im Mantel durch eine modifizierte Besselfunktion (K_m) darstellen. Zur besseren Darstellung werden die Definitionen $\kappa^2 = n_k^2 k_0^2 - \beta^2$; $\gamma^2 = \beta^2 - n_m^2 k_0^2$ vorgenommen. Die Ausbreitungskonstante β wurde bereits in Kap. 3.3 eingeführt.

$$\begin{aligned} F(\rho) &= J_m(\kappa\rho), & \rho &\leq a \\ F(\rho) &= K_m(\gamma\rho), & \rho &> a \end{aligned} \quad (3.25 \text{ a,b})$$

In einer Monomodefaser mit Stufenindexprofil existiert nicht nur eine einzelne Mode, sondern es gibt zwei Lösungen der Gl. 3.24 [72]. Die Polarisationsvektoren der zwei Moden stehen orthogonal zueinander. In einer idealen Faser wird diese Entartung nicht aufgehoben. In einer reellen Glasfaser kommt es aufgrund von Unregelmäßigkeiten in der Faser zum Mischen der beiden Moden. Durch Einsatz spezieller Fasern, den sog. polarisationserhaltenden Fasern, ist es möglich, beide Polarisationsrichtungen zu erhalten. Die radiale Feldverteilung in einer Monomodefaser kann unter der Voraussetzung der Polarisationserhaltung nach [73], für ein kartesisches Koordinatensystem, angenähert werden durch:

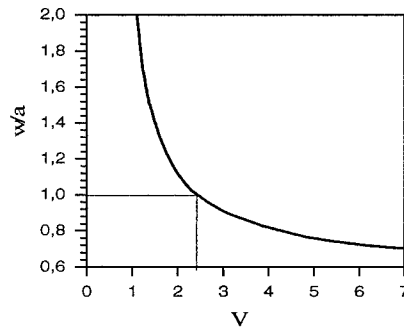


Abb. 3.7 Modenparameter w in Abhängigkeit von der normierten Frequenz V

$$F(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \quad (3.26)$$

Der Parameter w wird durch Anpassen der reellen Feldverteilung an eine Gaußverteilung gewonnen. Der Zusammenhang des Quotienten dieses Parameters zum Kerndurchmesser wird als Funktion der normierten Frequenz V (Gl. 3.2) nach [74] in Abb. 3.7 gezeigt. Für eine Faser mit der Bedingung $V = 2.4$ stimmt der Modenparameter w mit dem Kernradius a überein.

3.4.2 GRUNDLAGEN NICHTLINEARER EFFEKTE

Die Auswirkungen der nichtlinearen Effekte bei der Ausbreitung werden durch eine Reihenentwicklung der Polarisation P in der Wellengleichung beschrieben. Eine solche Reihenentwicklung (Entwicklung einer Funktion an der Stelle x_0 , hier der Spezialfall der MacLaurinreihe für $x_0 = 0$) ist unter der Annahme gerechtfertigt, daß die atomaren Felder, die für die Bindung der Elektronen an den Atomkernen verantwortlich sind, wesentlich größer als die Felder der elektromagnetischen Strahlung sind [73].

$$\begin{aligned}
 P_\alpha(r, t) = & P_\alpha^{(0)} + \sum_\beta \left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial E_\beta} \right)_0 E_\beta + \sum_{\beta\gamma} \left(\frac{\partial^2 P_\alpha}{\partial E_\beta \partial E_\gamma} \right)_0 E_\beta E_\gamma \\
 & + \sum_{\beta\gamma\delta} \left(\frac{\partial^3 P_\alpha}{\partial E_\beta \partial E_\gamma \partial E_\delta} \right)_0 E_\beta E_\gamma E_\delta + \dots
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

Die Indizes α bis δ durchlaufen die kartesischen Koordinaten x , y und z . Der erste Term auf der rechten Seite von der Gl. 3.27 beschreibt ein permanentes statisches Dipolmoment. In bestimmten Materialien, wie z.B. Glas, ist kein statisches Dipolmoment vorhanden. Die übrigen Terme beschreiben die Reaktion des Mediums auf ein zeitabhängiges elektrisches Feld. Die Gleichung 3.27 wird mit der

Einführung des Suszeptibilitätstensors χ für die partiellen Ableitungen vereinfacht zu :

$$P_{\alpha}(r,t) = \sum_{\beta} \chi_{\alpha\beta}^{(1)} E_{\beta}(r,t) + \sum_{\beta\gamma} \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)} E_{\beta}(r,t) E_{\gamma}(r,t) + \sum_{\beta\gamma\delta} \chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)} E_{\beta}(r,t) E_{\gamma}(r,t) E_{\delta}(r,t) + \dots \quad (3.28)$$

Der Ausdruck $\chi_{\alpha\beta}^{(1)}$ ist der lineare Suszeptibilitätstensor, der sich u.a. durch den normalen Brechungsindex n , die Doppelbrechung und die Dämpfung α bemerkbar macht. Dieser Tensor ist ein Tensor vom Rang 2. Einen Tensor vom Rang 3 stellt die Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)}$ dar. Dieser Tensor ist u.a. verantwortlich für die nichtlinearen Effekte wie die Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG) und die Summen- sowie Differenzfrequenzerzeugung. In Tab. 3.2 ist eine Zuordnung von einigen nichtlinearen Effekten zu den jeweiligen Suszeptibilitätstensoren aufgeführt.

Tab. 3.2 , Nichtlineare Effekte

Frequenzverdopplung	$\chi^{(2)}$
Summen- und Differenzfrequenzbildung	$\chi^{(2)}$
Optische Gleichrichtung	$\chi^{(2)}$
Optisch parametrischer Verstärker	$\chi^{(2)}$
Erzeugung der dritten Harmonischen	$\chi^{(3)}$
Vierwellenmischung	$\chi^{(3)}$
Ramanstreuung	$\chi^{(3)}$
Selbstphasenmodulation	$\chi^{(3)}$
Kreuzphasenmodulation	$\chi^{(3)}$
Zwei-Photonen-Absorption	$\chi^{(3)}$

In den Untersuchungen zum APM-Laser sind die nichtlinearen Prozesse der Frequenzverdopplung und der Selbstphasenmodulation von Bedeutung. Auf diese beiden Effekte wird im folgenden ausführlich eingegangen. Der Effekt der Ramanstreuung tritt als leistungsbegrenzendes Merkmal der in der Faser zu führenden Lichtleistung auf und wird kurz erläutert.

3.4.3 DIE FREQUENZVERDOPPLUNG

Bei dem nichtlinearen Prozeß der Frequenzverdopplung werden Photonen der Frequenz ω durch ein geeignetes nichtlineares Medium in Photonen der Frequenz 2ω konvertiert. Dieser Prozeß tritt normalerweise in amorphen Materialien mit einer Inversionssymmetrie nicht auf. Glas bzw. Glasfaser zählen zu dieser Klasse von Materialien, d.h. Frequenzverdopplung wird dort im allgemeinen nicht beobachtet. Dennoch wurde die erfolgreiche Frequenzverdopplung in einer Faser 1989 von Österberg und Margulis demonstriert [75]. Sie ließen das intensive Laserlicht eines gütegeschalteten Nd:YAG-Lasers der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm über längere Zeit durch eine Faser propagieren. Die Leistung P_{grin} in nW der frequenzverdoppelten Komponente in Abhängigkeit von der Zeit folgt dem empirischen Zusammenhang:

$$P_{grin} = 0.54 \exp(3.1 g t); \quad g = 8.6 P_{IR} - 0.6 \quad (3.29)$$

Die Angabe der Leistung der fundamentalen Welle P_{IR} erfolgt in Watt. Aufgrund der Inversionssymmetrie ist in Materialien wie Glas der Suszeptibilitätstensor zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ identisch Null. Entgegen dieser Aussage wurde die Frequenzverdopplung in Glasfasern mit einer Konversionsrate von bis zu 5% gezeigt. Ein Modell zur Erklärung dieses Phänomens wird im weiteren gemäß [76] vorgestellt. Die Bedingung der Phasenanpassung für die Grundwelle und die fre-

quenzverdoppelte Welle ergibt sich nach diesem Modell über eine statische Polarisation. Diese statische Polarisation wird durch die Grundwelle und die frequenzverdoppelte (SH von dem englischen Ausdruck **S**econd-**H**armonic, bzw. SHG von **S**H **G**eneration) Welle durch einen nichtlinearen $\chi^{(3)}$ -Prozeß erzeugt.

$$P_{DC} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \text{Re} \left[\chi^{(3)} E_p^* E_p^* E_{SH} \exp(i \Delta k_p z) \right] \quad (3.30)$$

Die Differenz der Wellenvektoren ist Δk , k_p ist der Wellenvektor der fundamentalen Welle und k_{SH} der Wellenvektor der SH-Welle. E_p ; E_{SH} stellen die entsprechenden elektrischen Felder dar. Für die Wellenzahlvektordifferenz ergibt sich:

$$\Delta k_p = \frac{\omega_p}{c} \left[n(\omega_{SH}) - n(\omega_p) \right]; \quad \omega_{SH} = 2 \omega_p \quad (3.31)$$

Mit dem Zusammenhang 3.18a wird der statischen Polarisation P_{DC} ein statisches elektrisches Feld E_{DC} zugeordnet. Dieses Feld entspricht einem Gleichspannungsfeld. Die Polarisation des Feldes ändert sich periodisch mit der Phase $2\pi / \Delta k_p$. Es entsteht ein periodisches Feld von Dipolen. Dies ist gleichbedeutend mit einer Brechung der Inversionssymmetrie; somit ist die Voraussetzung zur Erzeugung der zweiten harmonischen Welle gegeben.

Nach [76] wird angenommen, daß der Suszeptibilitätstensor 2. Ordnung $\chi^{(2)}$ proportional zur statischen Polarisation ($\chi^{(2)} = b_{SH} P_{DC}$) ist. Mit dem Realteil von Gl. 3.30 ergibt sich dann:

$$\chi^{(2)} = \frac{3}{4} b_{SH} \epsilon_0 \chi^{(3)} |E_p|^2 |E_{SH}| \cos(\Delta k_p z + \phi_p) \quad (3.32)$$

Die Phase ϕ_p ist abhängig von der Startphase der fundamentalen und der SH-Welle. Wie o.g. besitzt die statische Polarisierung eine periodische Struktur, und auf Grund der Proportionalität von P_{DC} und $\chi^{(2)}$ besitzt auch der Suszeptibilitätstensor eine periodische Struktur. Durch die Präparation der Faser mit intensivem Laserlicht wird demnach ein sog. $\chi^{(2)}$ -Gitter aufgebaut. Die weitere Beschreibung der Frequenzverdopplung unter Berücksichtigung des Suszeptibilitätstensors (Gl. 3.32) folgt Ref. 33. Eine Pumpwelle wird in die präparierte Faser eingekoppelt. Die Frequenz ω_1 dieses Pumpfeldes E_1 kann im allgemeinen unterschiedlich zu ω_p , der Frequenz des Lichtes, welches zur Präparation der Faser benutzt wurde, sein. Das elektrische Feld der Pumpwelle E_1 und das dadurch erzeugte SH-Feld E_2 sind durch gekoppelte Amplitudengleichungen miteinander verbunden. Das Gleichungssystem lautet gemäß [77]:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 + \frac{1}{2}i\gamma_{SH}^* A_2 A_1^* \exp(-i\kappa z) \quad (3.33)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 + \frac{1}{2}i\gamma_{SH} A_1^2 \exp(i\kappa z) \quad (3.34)$$

mit:

$$\gamma_{SH} = \frac{3\omega_p}{4n_p c} \epsilon_0^2 b_{SH} f_{112} \chi^{(3)} |E_p|^2 |E_{SH}| \quad ; \quad \kappa = \Delta k_p - \Delta k. \quad (3.35)$$

Für Monomodefasern ist das Überlappintegral f_{112} umgekehrt proportional zur effektiven Faserquerschnittsfläche A_{eff} [78]. Der Parameter κ gibt die Wellenzahlvektordifferenz für den Fall $\omega_p \neq \omega_1$. In den Gln. 3.33 und 3.34 wurde der nichtlineare Koeffizient γ verwendet:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}}; \quad n_2 = \frac{3}{8 n_0} \chi^{(3)} =: \frac{3}{8 n_0} \chi_{SPM}^{(3)} \quad (3.36)$$

Die maximal erreichbare Effizienz der Frequenzverdopplung in der Faser wird mit 5 % angegeben [79]. Dies rechtfertigt die Annahme, daß das Betragsquadrat der Amplitude der SH-Welle sehr viel kleiner ist als der entsprechende Ausdruck für die fundamentale Welle ($|A_2|^2 \ll |A_1|^2$). Unter dieser Voraussetzung besitzt die Gl. 3.33 die Lösung:

$$A_1(z) = \sqrt{P_p} \exp(i \gamma P_p z) \quad (3.37)$$

mit P_p als der Leistung der fundamentalen Welle. Nach [33] wird B_2 einführt:

$$B_2 = A_2 \exp(-2i \gamma P_p z). \quad (3.38)$$

Dadurch erhält man aus Gl. 3.34:

$$\frac{dB_2}{dz} = i \gamma_{SH} P_1 \exp(i \kappa z). \quad (3.39)$$

Wird dies über die Faserlänge L integriert und dann das Betragsquadrat gebildet, so erhält man die Leistung der frequenzverdoppelten Welle in der Faser:

$$P_2(L) = |B_2(L)|^2 = |\gamma_{SH} P_1 L|^2 \frac{\sin^2\left(\kappa \frac{L}{2}\right)}{\left(\kappa \frac{L}{2}\right)^2} \quad (3.40)$$

Die Herleitung dieser Gleichung setzt voraus, daß ein $\chi^{(2)}$ -Gitter über die gesamte Länge der Faser produziert wurde. Dies bedingt einen cw-Laser geringer Bandbreite. In der Praxis wird zur Generierung von einem $\chi^{(2)}$ -Gitter ein gepulster Laser eingesetzt. Dies beeinflusst die Gittergenerierung auf zwei Arten. Zum einen führt der Gruppengeschwindigkeitsunterschied zwischen Pump- und SH-Welle zu einem begrenzten Überlapp der beiden Wellen. Das $\chi^{(2)}$ -Gitter wird nicht über der gesamten Länge der Faser produziert, sondern nur während der Wechselwirkung der beiden Wellen. Die Wechselwirkungslänge zwischen zwei Pulsen unterschiedlicher Wellenlänge wird definiert als die 'Walk-Off'-Länge:

$$L_W = T_0 / \Delta\beta_1 \quad ; \quad \Delta\beta_1 = \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) \quad (3.41)$$

Die Pulsbreite wird in der Gleichung durch T_0 angegeben. Aus der Abb. 3.8 wird der Walk-Off-Parameter $\Delta\beta_1$ für die Wellenlänge 1064 nm entnommen. In dieser Darstellung wird die Funktion für $\lambda_2 = 532$ nm Null gesetzt. Für eine Pulsbreite von z.B. 80 ps, wie sie für einen Nd:YAG-APM-Laser üblich ist, ergibt sich mit einem Walk-Off-

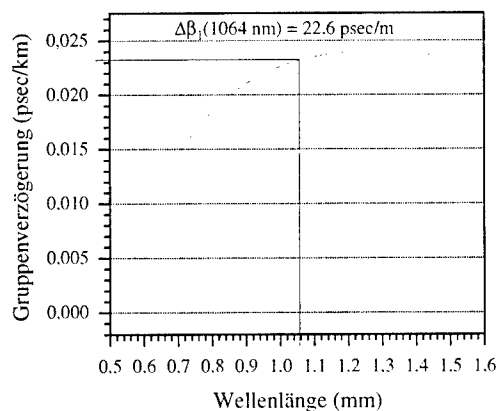


Abb. 3.8 Walk-Off-Parameter in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Parameter von 22,6 psec/m eine Walk-Off-Länge von 3,5 m, d. h. die Frequenzkonversion findet bei einem $\chi^{(2)}$ -Gitter, das von einem Laser mit 80 ps Pulsen

erzeugt wurde, nur innerhalb eines Bereiches von 3,5 m statt und nicht über die gesamte Faserlänge.

Eine weitere Begrenzung in der Konversion ergibt sich durch den $\chi^{(3)}$ -Prozeß der Selbstphasenmodulation (SPM). Ein Impuls wird durch die SPM spektral aufgeweitet, die einzelnen Frequenzen dieses Pulses generieren ein $\chi^{(2)}$ -Gitter mit leicht unterschiedlichen Gitterabständen $2\pi / \Delta k_p$, und als Folge kann die Frequenzverdopplung nicht mehr kohärent stattfinden. Das effektiv für die Frequenzverdopplung verantwortliche statische Feld ergibt sich dann zu [80]:

$$P_{dc}^{eff} = P_{dc} \exp \left[- \left(\frac{z}{L_{coh}} \right)^2 \right]. \quad (3.42)$$

Die in dieser Gleichung eingeführte Kohärenzlänge ist definiert durch:

$$L_{coh} = \frac{2}{\Delta \beta_1 \Delta \omega} \quad (3.43)$$

mit $\Delta \omega$ als die Bandbreite des Laserpulses. Die Kohärenzlänge ist im allgemeinen kleiner als die Walk-Off-Länge und somit die relevante Größe bei der Frequenzverdopplung. Unter Verwendung der Gl. 3.42 und der Voraussetzung $L_{coh} \ll L$ wird die Gleichung für die frequenzverdoppelte Leistung zu:

$$P_2(\kappa) = |\gamma_{SH} P_1 L_{coh}|^2 \exp \left(- \frac{1}{2} \kappa^2 L_{coh}^2 \right) \quad (3.44)$$

Die Wechselwirkungszone für den Prozeß der Frequenzverdopplung wird durch die Kohärenzlänge bei typischen lampengepumpten APM-Lasern auf Grund der großen Bandbreite der Laserpulse auf einige cm eingeschränkt. Die Konversionsrate von maximal 5 % für diesen Prozeß begrenzt die Anwendungsmöglichkeiten

der SHG in Glasfasern. In einer speziellen Konfiguration eines APM-Lasers wird die SHG als Meß- und Steuersignal für den Phasenangleich zwischen externem und internem Resonator benutzt. [79]

3.4.4 DIE RAMANSTREUUNG

Eine weitere Möglichkeit der Frequenzkonversion stellt neben der im vorherigen Abschnitt 3.4.3 behandelten Frequenzverdopplung die Ramanstreuung dar. Die stimulierte Ramanstreuung ist ein

$\chi^{(3)}$ -Prozeß, der zum ersten Mal von Woodbury und Ny [81] im Jahre 1962 beobachtet wurde. Bei diesem Effekt wird ein durch das Medium propagierendes Photon an Molekülen im Medium gestreut, das Photon verändert dabei seine Frequenz, während im Medium ein Übergang zwischen Vibrationsniveaus stattfindet. Im Festkörper bedeutet dies, daß ein Photon mit optischen Phononen des Mediums

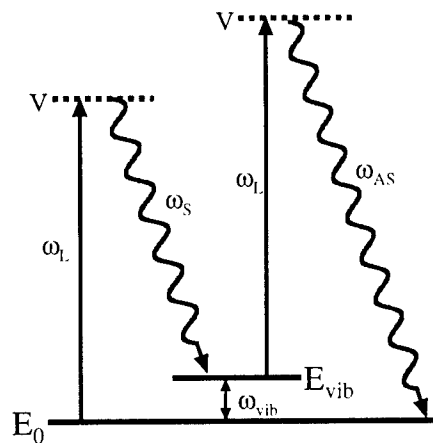


Abb. 3.9 Termschema für den Ramanprozeß

wechselwirkt. Es entsteht Strahlung mit den Frequenzen $\omega = \omega_L \pm \omega_{vib}$, wenn ω_L die Frequenz der einstrahlenden Laserwelle und ω_{vib} die Vibrationsfrequenz im Medium ist. Die Vibrationszustände des Mediums werden durch die Strahlung über einen virtuellen Zustand V gekoppelt. Das Termschema für die Erzeugung

Kapitel 3. Glasfaser

der Stokes- ($\omega_s = \omega_L - \omega_{vib}$) und Anti-Stokes-Komponenten ($\omega_{AS} = \omega_L + \omega_{vib}$) ist in Abb. 3.9 zu sehen.

Die stimulierte Ramanstreuung ist ein Schwellprozeß. Die erforderlichen Intensitäten für diesen Prozeß werden in Glasfasern, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet werden, leicht erreicht. Aus diesen Gründen wird im folgenden die Ramanerzeugung in einer Glasfaser betrachtet. Unter der Näherung eines Lorentz-förmigen Raman-Verstärkungsprofils kann die Schwelle, ab der Ramanstrahlung erzeugt wird, definiert werden durch [82]:

$$P_R = \frac{16 A_{eff}}{g_R L_{eff}}, \quad (3.45)$$

mit g_R als dem Ramanverstärkungs-koeffizient und A_{eff} als der effektiven Faserquerschnittsfläche. Die effektive Länge L_{eff} läßt sich angeben als:

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p L)], \quad (3.46)$$

wenn L die Länge der Faser und α_p der Verlust auf der Pumpwellenlänge ist. Die Abb. 3.10 zeigt die Abhängigkeit der parallelen Ramanverstärkung vom Frequenzabstand zur fundamentalen Welle [83]. Das Verstärkungsprofil besitzt ein Maximum bei ca. 13 THz, d.h. eine propagierende Pumpwelle mit hinreichender Intensität in der Faser erzeugt bevorzugt

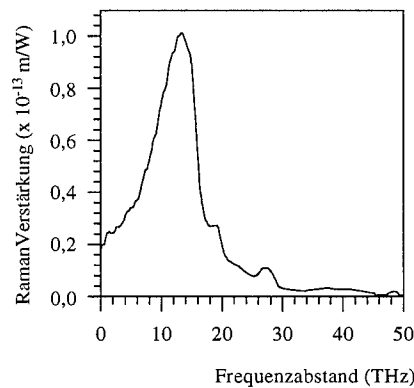


Abb. 3.10 Ramanverstärkungsprofil nach [83]

eine Ramankomponente mit 13 THz Abstand unterhalb der Pumpfrequenz. Das breite Verstärkungsprofil von ca. 40 THz prädestiniert den Raman-Effekt zur Realisierung von abstimmbaren Ramanlasern und Ramanverstärkern. Für diese Anwendungen hat der Raman Effekt eine große Bedeutung in der nichtlinearen Optik. In der hier vorliegenden Arbeit tritt dieser Effekt nur als Begrenzung der fñhrbaren Leistung gemäß Gl. 3.45 auf der fundamentalen Laserwellenlänge auf.

3.4.5 DIE SELBSTPHASENMODULATION

Beim Durchlaufen hinreichend intensiver Laserstrahlung durch eine Glasfaser wird der Brechungsindex der Faser in Abhängigkeit der Intensität verändert. Dieser Effekt wird als Selbstphasenmodulation (SPM) bezeichnet. Die SPM wurde erstmalig von F. Shimizu [84] in CS_2 beobachtet. Bei der Betrachtung eines Impulses werden, aufgrund der GVD, im Bereich positiver Gruppengeschwindigkeit die kurzwelligen Anteile des Pulses in die abfallende Flanke und die langwelligen Anteile in die ansteigende Flanke verschoben. Im Bereich negativer Gruppenge-

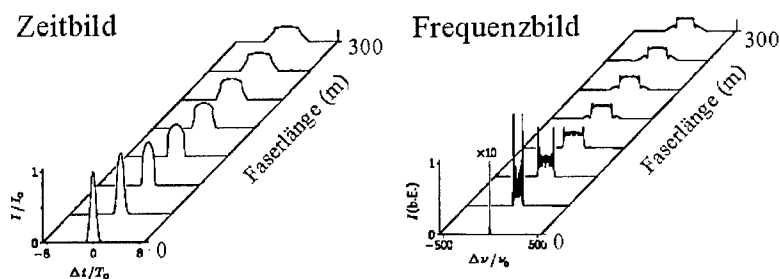


Abb. 3.11 Wirkung der SPM auf einen Puls

schwindigkeit werden die kurzwelligen Anteile in die ansteigende Flanke und die langwelligen Anteile in die abfallende Flanke verschoben. Dieses Frequenzverhalten wird gemäß des englischsprachigen Ausdrucks als Frequenz-Chirp be-

zeichnet. Wie die stimulierte Ramanstreuung ist auch die Selbstphasenmodulation ein $\chi^{(3)}$ -Prozeß. Die Wirkung der SPM und der Gruppengeschwindigkeit auf einen Puls, der durch eine Faser wandert, ist sowohl im Frequenzbild als auch im Zeitbild in Abb. 3.11 zu sehen. Die GVD in dieser Simulation wurde positiv gewählt, der Puls zerfließt mit zunehmender Faserlänge. Die spektrale Aufweitung des Pulses ist in dieser Abbildung deutlich zu erkennen.

Der Brechungsindex unter Einfluß der SPM wird dargestellt als die Summe des linearen Brechungsindex n_0 und des intensitätsabhängigen nichtlinearen Brechungsindex n_2 . Für Quarzglas besitzt n_2 einen Wert von $1.24 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ [33].

$$n = n_0 + n_2 |A|^2 \quad (3.47)$$

Mit der Reihenentwicklung der Polarisation (Gl. 3.27) unter Einschränkung dieser Entwicklung auf den linearen und den nichtlinearen Anteil dritter Ordnung, $P = P_L + P_{NL}^{(3)}$ ergibt sich aus der Wellengleichung (Gl. 3.22):

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}^{(3)}}{\partial t^2} \quad (3.48)$$

Mit Hilfe eines Separationsansatzes läßt sich die radiale Abhängigkeit dieser Gleichung abtrennen und als Formfaktor, im Sinne einer Mittelwertbildung der Intensität über die wirksame Modenfläche, darstellen. Der Faktor beträgt für Monomodefasern 0,5 [85]. Gl. 3.48 geht damit über in eine Wellengleichung, die nur noch eine Abhängigkeit von einer Ortskoordinate z besitzt:

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{\mu_0}{2} \frac{\partial^2 P_{NL}^{(3)}(z,t)}{\partial t^2}. \quad (3.49)$$

Der lineare Anteil der Polarisation findet sich in n_0 im mittleren Term der Gl. 3.49 wieder. Im weiteren wird angenommen, daß die nichtlineare Polarisation eine kleine Störung der linearen Polarisation darstellt, daß die Reaktionszeit des Mediums kleiner als die Pulslänge ist und daß der Quotient aus der Bandbreite des Spektrums $\Delta\omega_0$ und der Trägerfrequenz ω_0 klein gegen eins ist ($\Delta\omega_0 / \omega_0 \ll 1$). Letztere Annahmen sind für Pulsbreiten größer 100 fs gegeben. Unter diesen Voraussetzungen wird das elektrische Feld durch einen Separationsansatz aufgespalten in eine sich langsam veränderliche Einhüllende $A(z, t)$ und den schnell oszillierenden Anteil innerhalb der Einhüllenden $e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)}$:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} A(z, t) e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + \frac{1}{2} A^*(z, t) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \quad (3.50)$$

$$A(z, t) = A(z, t) e^{i\phi}$$

Nach Darstellung des elektrischen Feldes $E(z, t)$ durch seine Fourierkomponenten wird dies ebenfalls für die nichtlineare Polarisation P_{NL} durchgeführt. Die Ableitung des zweiten Terms der linken Seite der Gl. 3.49 führt über den Zusammenhang $\partial / \partial t = i\omega$ auf die Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$. Diese Konstante wird in eine Taylorreihe um die Zentralfrequenz ω_0 entwickelt (vgl. Gl. 3.7) und quadriert. Unter den o.g. Voraussetzungen ist es gerechtfertigt, Terme mit vierter und größerer Ordnung in diesem Ausdruck zu vernachlässigen. Wird im weiteren der erste Term der linken Seite der Gl. 3.49 differenziert, so ergibt sich:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial}{\partial z} - \beta_0^2 \right] A e^{-i\omega_0 t} + \left[\beta_0^2 + 2i\beta_0\beta_1 \frac{\partial}{\partial t} - (\beta_1^2 + \beta_0\beta_2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{i}{3}\beta_0\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} \right] A e^{-i\omega_0 t} = \frac{\mu_0}{2} \frac{\partial^2 P_{NL}^{(3)}}{\partial t^2} \quad (3.51)$$

Zeitlich und räumlich ändert sich ein Puls langsam, daher gelten folgende Bedingungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} &\ll \beta_0 A; & \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} &\ll \beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} \\ \frac{\partial A}{\partial t} &\ll \omega_0 A; & \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} &\ll \omega_0 \frac{\partial A}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.52)$$

Die in Gl. 3.51 enthaltene nichtlineare Polarisation wird nach [33] dargestellt durch:

$$\frac{\partial^2 P_{NL}^{(3)}}{\partial t^2} = \left[\overbrace{-\frac{3}{4}\omega_0^2 \epsilon_0 \chi^{(3)} |A|^2 A}^{SPM} + \overbrace{\frac{3}{2}i\omega_0 \epsilon_0 \chi^{(3)} \frac{\partial}{\partial t} |A|^2 A}^S \right] e^{-i\omega_0 t} \quad (3.53)$$

In dieser Gleichung repräsentiert der erste Term (SPM) die Selbstphasenmodulation und der zweite Term (S) die Selbstaufteilung. Beide Effekte werden durch den Realteil des Suzeptibilitätstensors beschrieben. Der nichtlineare Effekt der Selbstaufteilung (engl.: Self-Steeping), resultierend aus der intensitätsabhängigen Gruppengeschwindigkeitsdispersion, ist im Gegensatz zur SPM nur in steil ansteigenden Pulsflanken relevant. Dieser Term kann daher im folgenden vernachlässigt werden [85]. Der für die SPM verantwortliche Teil des Suzeptibi-

litätstensors $\chi^{(3)}$ wird mit Hilfe des nichtlinearen Brechungsindex n_2 dargestellt durch:

$$\chi_{SPM}^{(3)} = \frac{8}{3} n_0 n_2 \quad (3.54)$$

Mit den Gln. 3.53 und 3.54 wird die Gl. 3.51 umgeformt zu:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = \frac{in_2 \omega_0}{2c} |A|^2 A \quad (3.55)$$

Wird die Dispersion dritter Ordnung vernachlässigt, so folgt aus Gl. 3.55 die nichtlineare Schrödinger-Gleichung:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{in_2 \omega_0}{2c} |A|^2 A = 0 \quad (3.56)$$

Unter den genannten Bedingungen beschreibt diese Gleichung die Ausbreitung eines Pulses durch ein Medium. Im allgemeinen müssen zur Lösung dieser Gleichung numerische Verfahren herangezogen werden. Zur Vereinfachung dieser Gleichung soll im folgenden die Wirkung der SPM und der Dispersion getrennt betrachtet werden. Zur isolierten Darstellung der SPM wird in Gl. 3.56 die Dispersion $\beta_2 = 0$ und der Verlust $\alpha = 0$ gesetzt. Unter Einbeziehung der Relation $A(z, t) = A(z, t) e^{i\Phi}$ ergibt sich dann aus der Gl. 3.56:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[1 - \frac{in_2 \omega_0}{2c} A^2(z, t) \right] A^2(z, t) e^{i\Phi(z, t)} = 0. \quad (3.57)$$

Kapitel 3. Glasfaser

Die Lösung dieser Gleichung führt getrennt nach Phase $\Phi(z, t)$ und Feldamplitude $A(z, t)$ zu:

$$A(z, t) = \text{const} ; \quad \Phi(z, t) = \frac{n_2 \omega_0}{2c} z A^2(z, t) \quad (3.58)$$

Die Phase der optischen Komponenten ist nach Gl. 3.58 proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes A^2 und proportional zur Wechselwirkungslänge z mit dem Medium. Die Ableitung der Phase ergibt die momentane Frequenz $\omega(z, t)$. Wird für das Profil der Einhüllenden eine Gaußform angesetzt mit $A(z, t) = A_0 e^{-(t/\tau)^2}$ und τ als die Zeit nach der die Amplitude auf 1/e des Maximums A_0 abgefallen ist, so ergibt sich für die momentane Frequenz über dem Intensitätsprofil:

$$\omega(z, t) = -\frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial t} = \frac{2n_2 \omega_0 z}{c} A_0^2 \frac{t}{\tau^2} e^{-2(t/\tau)^2} \quad (3.59)$$

In der Abb. 3.12a ist ein Impuls im Zeitbereich mit einer gaußförmigen Einhüllenden abgebildet. Die momentane Frequenz, wie sie aus Gl. 3.59 hervorgeht, ist in Abb. 3.12b zu sehen. In Abb. 3.12c ist der mittels numerischer Fouriertransformation erzeugte Frequenzverlauf dargestellt.

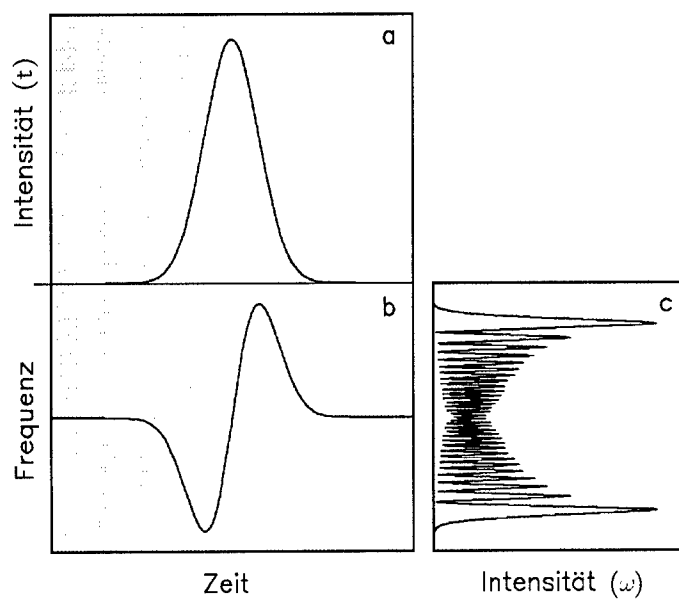


Abb. 3.12 Die Intensität eines a) gaußförmigen Pulses, b) der Frequenzverlauf und c) das Spektrum unter Einfluß der SPM

4. MODENKOPPLUNG

Unterhalb eines Laserverstärkungsprofils kann eine Vielzahl von longitudinalen und transversalen Moden anschwingen. Die möglichen Moden schwingen ohne eine feste Phasenbeziehung und ohne eine Relation der Modenamplituden an. Hieraus resultiert eine Laserstrahlung mit einer zeitlichen Intensitätsverteilung, die einem thermischen Rauschen entspricht.

Bei der Modenkopplung schwingen die einzelnen longitudinalen Moden der transversalen Grundmode unterhalb eines Laserverstärkungsprofils mit einer festen Phasenbeziehung an. Durch die Überlagerung der Moden mit dieser festen Phasenbeziehung bildet sich im Zeitbild ein Puls. Die zeitliche Breite des Pulses wird durch die Verstärkungsbandbreite des laseraktiven Mediums bestimmt. Die Modenkopplung erfolgt in der transversalen Grundmode, transversale Moden höherer Ordnung werden durch geeignete Maßnahmen (z.B. Lochblenden im Resonator) unterdrückt. Grundsätzlich kann man zwei Kategorien der Modenkopplung unterscheiden, die passive und die aktive Modenkopplung. Eine Möglichkeit der aktiven Modenkopplung stellt die Modenkopplung mit einem akusto-optischen Modulator da. Der

prinzipielle Aufbau eines Lasers mit einem solchen Modulator ist in Abb. 4.1 zu sehen. Durch ein elektrisches Feld wird in einem akusto-optischen Modulator ein optisches Gitter aufgebaut. Die halbe Frequenz des

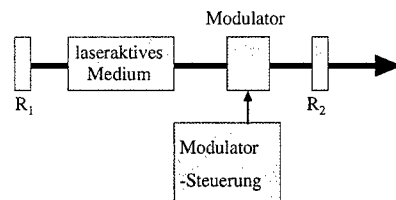


Abb. 4.1 Aktiv modengekoppelter Laser

elektrischen Feldes ist gleich zu wählen mit dem Modenabstand der longitudinalen Moden im Resonator. Im Frequenzbild betrachtet, schwingt zuerst eine Mode im Zentrum des Verstärkungsprofiles an. Bei dem folgenden Umlauf dieser Mode im Resonator erfährt die Mode eine Phasenverschiebung oder eine Amplituden-

modulation. Dadurch schwingen Seitenbänder der Mode im Abstand der Modenfrequenz (identisch mit dem Modenabstand) der longitudinalen Moden an. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis alle Moden unterhalb des Verstärkungsprofils und oberhalb der Laserschwelle angeschwungen und untereinander synchronisiert sind.

4.1 GEKOPPELTE RESONATOREN

Die Zielsetzungen bei der Kopplung von Resonatoren sind unterschiedlicher Art. U.a. ist es möglich, die Wellenlänge eines Lasers sehr exakt zu stabilisieren, indem ein Teil der Laserleistung frequenzselektiv in den Laser zurückgekoppelt wird. Eine besondere Art dieser Rückkopplung, die in neuester Zeit an Bedeutung gewonnen hat, wird zur Frequenzstabilisierung von Laserdioden eingesetzt. In dieser sog. Littrow-Anordnung wird mit Hilfe eines holographischen Gitters ein Teil der Laserstrahlung in die Laserdiode zurückgekoppelt. Mit der Littrow-Anordnung werden Linienbreiten der Laserstrahlung von weniger als 10 MHz bei gleichzeitiger Durchstimmbarkeit in der Wellenlänge von einigen nm erreicht [86].

Eine ganz andere Zielsetzung besteht in der Kopplung von Resonatoren zur Erzeugung kurzer Lichtpulse. Die Modenkopplung mittels eines externen Resonators wurde erstmals mit dem sog. Solitonen-Laser realisiert [45]. Auf diesen Laser wird im weiteren noch näher eingegangen. Eine Vielzahl von Anwendungen von rückgekoppelten Lasern wurde in der darauf folgenden Zeit vorgestellt. Eine besondere Stellung nehmen dabei die Titan-Saphir-Laser ein. Diese Laser werden sowohl mit angekoppelten externen Resonatoren [42] als auch mit der Methode des Kerr-Lens Mode Locking (KLM) [37] modengekoppelt. Aufgrund der großen Verstärkungsbandbreite dieses Lasermaterials werden mit $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ -Lasern Impulse im Femtosekunden-Bereich erzeugt. Bei der Kopplung zweier

Resonatoren müssen i.a. die optischen Längen der Resonatoren interferometrisch übereinstimmen. Um dies zu gewährleisten, wird üblicherweise die Länge eines der Resonatoren über einen Regelkreis an die Länge des anderen Resonators angepasst. Neben der Regelelektronik ist bei der Regelung noch ein Stellglied, i.a. ein Piezotranslator, notwendig.

4.2 ADDITIVE PULS MODENKOPPLUNG (APM)

Die Kopplung von zwei Resonatoren zur Erzeugung kurzer Pulse wurde erstmals erfolgreich im sogenannten Solitonenlaser realisiert [45]. Abb. 4.2 zeigt den experimentellen Aufbau des Solitonenlasers. An einen modengekoppelten Farbzentrenlaser wurde ein externer Resonator, bestehend aus einer Glasfaser, angekoppelt. Die sich nach dem Einschalten aus dem Rauschen aufbauenden Impulse werden in die Glasfaser eingekoppelt. Durch die Selbstphasenmodulation und die

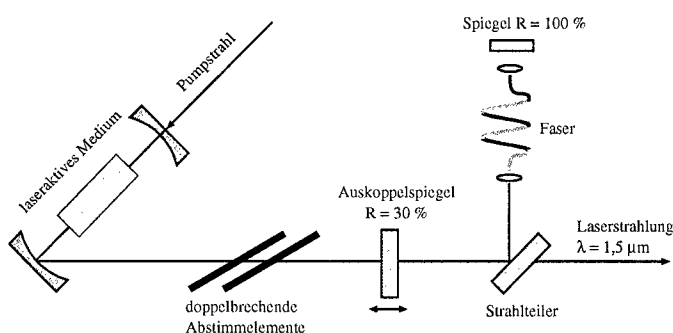


Abb. 4.2 Der Solitonenlaser

negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion in der Glasfaser komprimieren sich die Pulse zeitlich und werden spektral aufgeweitet. Die Pulse werden dann in den Laser zurückgekoppelt. Im laseraktiven Medium schwingen durch diese Pulse weitere Moden unterhalb des Verstärkungsprofils an. Die Pulsverkürzung setzt

sich so lange fort, bis es zum Gleichgewicht zwischen der Erzeugung neuer Moden durch das reinjizierte Licht aus der Glasfaser und der Unterdrückung von Moden durch das laseraktive Medium aufgrund der Einschnürung der Verstärkungsbandbreite kommt. Bei dem Solitonenlaser wurde davon ausgegangen, daß zur Pulskomprimierung ein nichtlineares Medium mit negativer GVD bezogen auf die Laserwellenlänge benötigt wird, damit sich Solitonen ausbilden können. Im nichtlinearen Medium des Solitonenlasers werden Solitonen der zweiten Ordnung erzeugt. Die Länge des externen Resonators bei diesem Laser muß durch eine Regelelektronik an die Länge des Hauptresonators angepaßt werden.

Solitonen sind Pulse, die nach Durchlaufen eines Mediums ihre ursprüngliche Form der Einhüllenden reproduzieren. Solitonen entstehen aus dem Zusammenwirken der negativen Gruppengeschwindigkeitsdispersion ($\partial v_g / \partial \lambda < 0$) und der Selbstphasenmodulation im Medium. Solitonen erster Ordnung sind Pulse, die ihre Form der Einhüllenden über den ganzen Weg durch das Medium beibehalten. Solitonen zweiter Ordnung komprimieren sich periodisch und zerfließen wieder. Die Abb. 4.3 skiz-

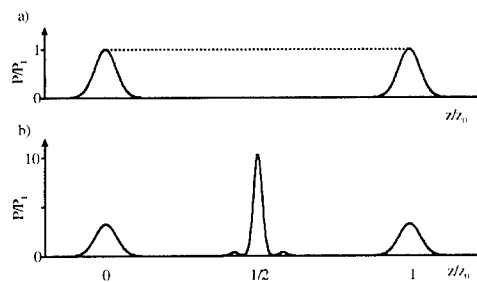


Abb. 4.3 a) Solitonen erster Ordnung.
b) Solitonen zweiter Ordnung

ziert diesen Zusammenhang. Die Möglichkeit der Modenkopplung ohne Pulskomprimierung wurde kurze Zeit nach der Vorstellung des Solitonenlasers zuerst theoretisch [87] und daraufhin im Experiment [48] vorgestellt.

Die Wirkungsweise der Modenkopplung bei einem APM-Laser mit einem Medium (i.a. eine Glasfaser) mit positiver Gruppengeschwindigkeitsdispersion soll zuerst qualitativ und dann quantitativ beschrieben werden. Zur Festlegung der verwendeten Begriffe dient die Abb. 4.4. Nach dem Einschalten der

Pumpquelle für das laseraktive Material emittiert der Laser Licht. Die Intensitätsverteilung dieses Lichts entspricht thermischem Rauschen. Durch die Verstärkung im Laserresonator wird die Verstärkung des laseraktiven Mediums im Ver-

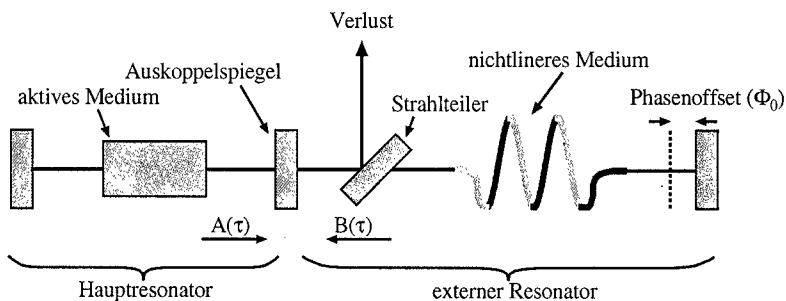


Abb. 4.4 Prinzipieller Aufbau für einen APM-Laser

gleich zum passiven Resonator eingeschnürt. Die Strahlung aus dem Resonator wird in die Glasfaser eingekoppelt. Eine Fluktuation der Laserintensität, hervorgerufen durch Rauschen oder zufälliges Modenkoppeln, erfährt bei der Ausbreitung durch die Faser den nichtlinearen Effekt der Selbstphasenmodulation. Die stärkste Fluktuation der Strahlung unterliegt der größten Phasenmodulation. Die Strahlung aus dem externen Resonator besitzt dabei gegenüber dem Licht im Hauptresonator die Phasendifferenz $\Phi = \Phi_0 + \kappa I(\tau)$ mit der Phasendifferenz Φ_0 , die bestimmt wird durch den Längenunterschied der beiden Resonatoren (siehe Abb. 4.4) und $\kappa I(\tau)$ als die Phase, die der Selbstphasenmodulation zuzuordnen ist. Der Parameter κ ist proportional zur Länge des nichtlinearen Mediums sowie zum nichtlinearen Brechungsindex. Sind die optischen Längen vom Hauptresonator und vom externen Resonator aufeinander abgestimmt, so können im aktiven Medium durch dieses zurückgekoppelte Licht weitere Moden angeregt werden. Innerhalb weniger Umläufe entsteht aus einer Fluktuation ein Laserpuls. Betrachtet man die elektrischen Felder in einem APM-Laser, so wird ein Feld aus dem Hauptresonator ausgekoppelt und in den externen Resonator eingekoppelt. Im externen Resonator wechselwirkt das elektrische Feld mit dem Medium. Das

Feld erfährt eine Selbstphasenmodulation, d.h. es entstehen neue Frequenzen im elektrischen Feld. Dieses Feld wird in den Hauptresonator zurückgekoppelt und überlagert sich am Auskoppelspiegel mit dem Feld im Hauptresonator. Ist die Phase des zurückgekoppelten Feldes entsprechend angepaßt, so interferiert das Zentrum des Impulses konstruktiv, die Flanken dagegen destruktiv. Die Einhüllende des elektrischen Feldes wird zeitlich kürzer. Die mögliche Verkürzung eines Pulses wird durch die Verstärkungsbandbreite des laseraktiven Mediums beschränkt.

Auch in der mathematischen Beschreibung wird von einer Fluktuation der Laserintensität ausgegangen. Ist diese Fluktuation zeitlich kleiner als ein optischer Zyklus im Laser, so kann das elektrische Feld dargestellt werden durch:

$$E = E(t - z/c) \exp(i\omega(t - z/c)) \quad (4.1)$$

Dabei ist $E(t - z/c)$ die sich langsam verändernde Einhüllende des Pulses. Betrachtet man bei der Pulsausbreitung ein sich mit dem Puls bewegendes Koordinatensystem, so transformiert sich die Gl. 4.1 zu:

$$E = E(\tau) \exp(i\omega\tau) \quad (4.2)$$

Das elektrische Feld wird unterteilt in ein Feld für den Hauptresonator ($A(\tau) \exp(i\omega\tau)$) und in ein Feld für den externen Resonator ($B(\tau) \exp(i\omega\tau)$). Das Feld $A(\tau)$ erfährt im laseraktiven Medium eine Verstärkung; das Feld $B(\tau)$ unterliegt im externen Resonator mit der Glasfaser dem nichtlinearen Effekt der Selbstphasenmodulation. Am Auskoppelspiegel werden die beiden Felder addiert. Die Felder sind von Umlauf zu Umlauf unterschiedlich, deshalb werden sie indiziert ($A_n(\tau)$, $B_n(\tau)$). Die Anzahl der Umläufe im gesamten Lasersystem ist n . Es läßt sich jetzt die Bewegungsgleichung für zwei gekoppelte Resonatoren

mit angepaßten Resonatorlängen aufstellen. Der erste Schritt beschreibt leere gekoppelte Resonatoren, d.h. der Hauptresonator besitzt kein aktives Medium und der externe Resonator kein nichtlineares Medium [89].

$$\begin{pmatrix} A_{n+1}(\tau) \\ B_{n+1}(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R & T \\ T & R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n(\tau) \\ B_n(\tau) \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

R ergibt sich aus der quadratischen Wurzel der Reflektivität (bezogen auf die Leistung) des Auskoppelspiegels und T ist die entsprechende Transmission. Die Gl. 4.3 wird erweitert um einen Verstärkungsfaktor g , um einen Verlust im Lasersystem und um die Phase Φ , die den optischen Längenunterschied zwischen den beiden Resonatoren bestimmt ($\Phi = \Phi_0$). Der Leistungsverlust im Resonator ist gegeben durch $1 - \alpha^2$.

$$\begin{pmatrix} A_{n+1}(\tau) \\ B_{n+1}(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Rg & Tg \\ T\alpha e^{i\Phi} & R\alpha e^{i\Phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n(\tau) \\ B_n(\tau) \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Dieses gekoppelte Gleichungssystem läßt sich durch Methoden der Eigenwertbildung lösen [88]. f_1 und f_2 sind dabei zwei Eigenwerte dieser Gleichung mit:

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{R(g + Le^{i\Phi}) + \sqrt{R^2(g + Le^{i\Phi})^2 - 4gLe^{i\Phi}}}{2} \\ f_2 &= \frac{R(g + Le^{i\Phi}) - \sqrt{R^2(g + Le^{i\Phi})^2 - 4gLe^{i\Phi}}}{2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

mit $L = \alpha \exp(i\Phi)$. Die Lösung der Gl. 4.4 kann dann dargestellt werden durch:

$$\begin{pmatrix} C_{n+1}(\tau) \\ D_{n+1}(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 & 0 \\ 0 & f_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_n(\tau) \\ D_n(\tau) \end{pmatrix}$$

Oder in äquivalenter Schreibweise:

$$C_n(\tau) = f_1^n C_0(\tau); \quad D_n(\tau) = f_2^n D_0(\tau) \quad (4.7)$$

Die Felder $C_n(\tau)$ und $D_n(\tau)$ sind Linearkombinationen der Felder $A_n(\tau)$ und $B_n(\tau)$. $C_n(\tau)$ und $D_n(\tau)$ sind die zwei Eigenmoden der gekoppelten Resonatoren. Die dazugehörigen Eigenwerte f_1 und f_2 (Gl. 4.5) beschreiben die Entwicklung der Welle in den gekoppelten Resonatoren.

Ausgehend von realistischen Werten für die Reflexion, die Transmission und den Verlust des Lasers kann numerisch gezeigt werden, daß es Bereiche in Abhängigkeit der Resonatorverstimmung Φ_0 gibt, in der einer der beiden Eigenwerte f_1 oder f_2 gegen Null konvergiert und der andere Eigenwert anwächst. Dies hat zur Folge, daß eine der beiden Eigenfunktionen ($C_n(\tau)$ oder $D_n(\tau)$) vernachlässigt werden kann [89]. Betrachtet man einen Bereich von Φ_0 , in dem die Eigenfunktion $D_n(\tau)$ vernachlässigt werden kann, so kann der Betrag von dem Eigenwert $|f_1|$ als die Verstärkung für die Eigenfunktion $C_n(\tau)$ aufgefaßt werden [89].

Wird jetzt in dem externen Resonator ein nichtlineares Medium, eine Glasfaser, eingesetzt, so ergibt sich die Phase Φ in den Gln. 4.4 und 4.5 zu: $\Phi = \Phi_0 + \kappa I(\tau)$. Φ_0 ist dabei die Phasendifferenz auf Grund unterschiedlicher optischer Weglängen im Haupt- und im externen Resonator. $\kappa I(\tau)$ wird der Selbstphasenmodulation zugeordnet. In der Abb. 4.5 sind $|f_1|$ (untere Kurve) und $|f_2|$ (obere Kurve) dargestellt für den Fall: $R^2(g + L e^{i\Phi})^2 - 4gL e^{i\Phi} > 0$ (Gl. 4.5).

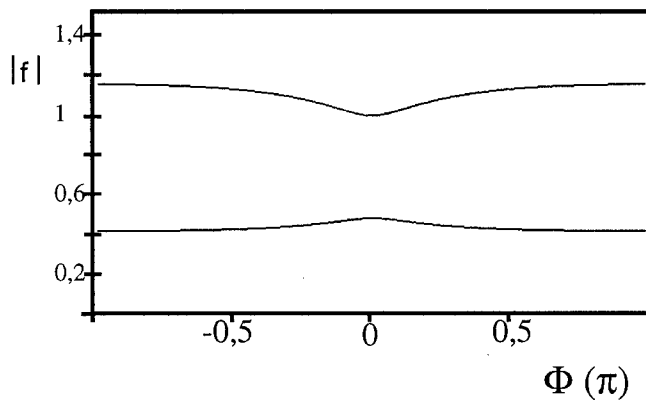


Abb. 4.5 Die Eigenwerte $|f_1|$ und $|f_2|$ in Abhängigkeit der Phase. Bei dieser berechneten Grafik ist von einem Verlustfaktor von 0,387 und einem Reflexionsgrad von 0,92 ausgegangen worden

Um die Bedingung $|f_1| = 1$ zu erfüllen nimmt g die Werte wie in Abb. 4.6 dargestellt an. Wie aus der Grafik zu erkennen ist, besitzt ein Signal eine phasenabhängige Verstärkung. Für einen Impuls bedeutet dies, daß es einen Arbeitspunkt im APM-Laser gibt, bei dem die Mitte des Impulses eine größere Ver-

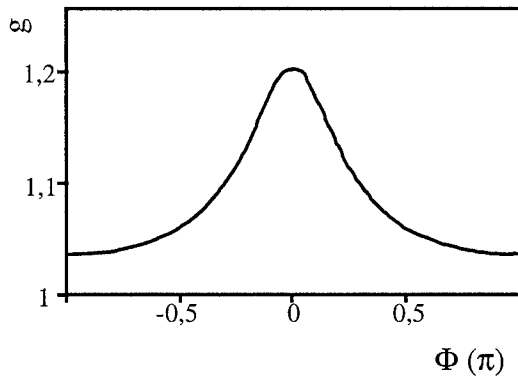


Abb. 4.6 Die Werte von g , die die Bedingung $|f_1| = 1$ erfüllen, in Abhängigkeit der Phase ($\Phi = \Phi_0 + \kappa I(\tau)$)

Kapitel 4. Modenkopplung

stärkung als die Flanken des Impulses besitzt. Diese unterschiedliche Verstärkung für die verschiedenen Bereiche eines Impulses bzw. einer Fluktuation ist verantwortlich für ein Phasenkoppeln des Lasers.

Zur Beurteilung, ob eine Modenkopplung in einem Lasersystem möglich ist, wird die Modenkoppelstärke k eingeführt:

$$k \equiv \frac{\partial |f_1|}{\partial \Phi} \quad (4.9)$$

Ein Modenkoppeln wird möglich, wenn es Bereiche von Φ gibt, in denen die Modenkoppelstärke $k > 0$ wird. Die numerische Ermittlung der Modenkoppelstärke k mit einem Verlustfaktor von 0.387 und einem Reflexionsgrad von 0.92 ist in Abb. 4.7 zu sehen.

In dieser Grafik ist die Modenkoppelstärke in Abhängigkeit von der Längenverstimmung zwischen Haupt- und externem Resonator aufgetragen. Zwi-

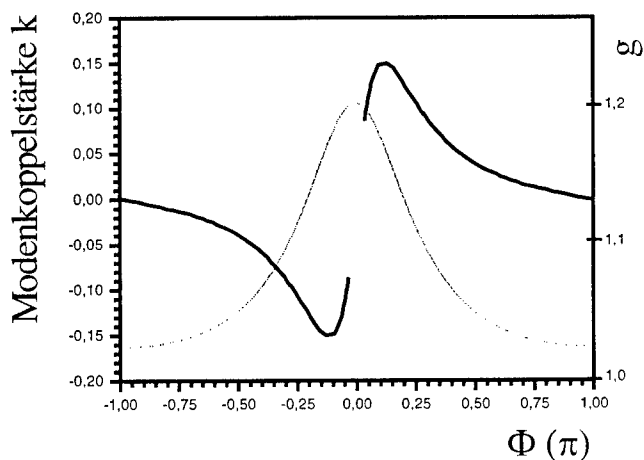


Abb. 4.7 Die Modenkoppelstärke k (durchgezogene Kurve) in Abhängigkeit von der Phase. Die Werte von g (unterbrochene Kurve) wurden so gewählt, daß $|f_1| = 1$ erfüllt ist.

Kapitel 4. Modenkopplung

schen einer Längenverstimmung von 0 bis π ist die Modenkoppelstärke positiv, d.h. Modenkopplung kann stattfinden. Bei einer Längenverstimmung von $-\pi$ bis 0 ist die Modenkoppelstärke negativ, es ist keine Modenkopplung möglich. Bei Werten der Phase Φ um den Wert Null ist die Modenkoppelstärke in der Grafik nicht eingetragen.

Unter idealen Bedingungen besitzt die Modenkoppelstärke k für eine Phase mit dem Wert Null ebenfalls den Wert Null. Die Voraussetzung dafür ist, daß beide elektrischen Felder ($A_n(\tau)$ und $B_n(\tau)$) die gleiche Phase am Auskoppelspiegel besitzen. Davon kann im allgemeinen aber nicht ausgegangen werden.

Bisher wurde angenommen, daß die Verstärkung im laseraktiven Medium über einen Puls nicht von der Pulsform abhängig ist. Diese Annahme ist unter der Bedingung eines kleinen Wechselwirkungsquerschnittes der Verstärkung gerechtfertigt. Bei größeren Wechselwirkungsquerschnitten wird im laseraktiven Medium die Inversion durch den führenden Teil eines Pulses bereits zum Teil abgebaut, so daß die Pulsmitte eine kleinere Verstärkung erfährt als die vordere Flanke eines Pulses.

4.3 PRINZIPIELLE ANORDNUNGEN

Die im allgemeinen verwendete Anordnung eines APM-Lasers ist die räumlich lineare Anordnung, die als Fabry-Perot-Anordnung (**FP-Anordnung**) bezeichnet

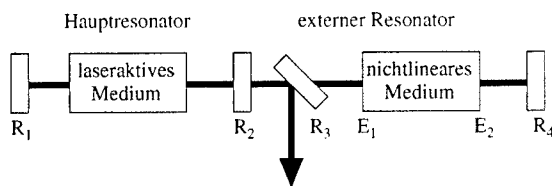


Abb. 4.8 APM-Laser in der Fabry-Perot-Konfiguration

wird. Bei der FP-Anordnung wird an einen Hauptresonator ein externer nichtlinearer Resonator, wie in Abb. 4.8 skizziert, angekoppelt. Dieser klassischen Anordnung werden im folgenden zwei weitere Anordnungen gegenübergestellt und in Bezug auf die Effizienz der Rückkopplung miteinander verglichen.

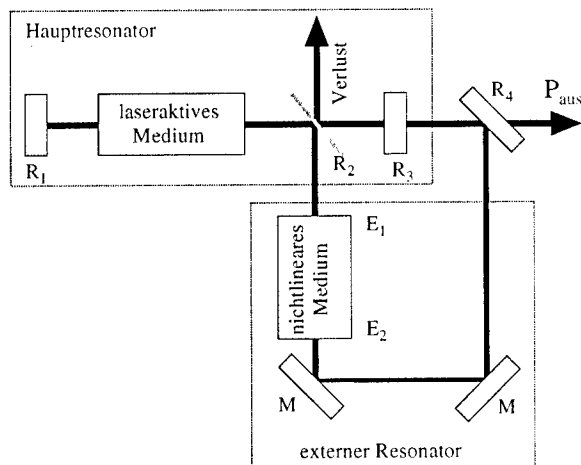


Abb. 4.9 APM-Laser in der P-Konfiguration

Eine von der FP-Anordnung abweichende Konfiguration ist in Abb. 4.9 zu sehen. Der externe Resonator wird durch einen Strahlteiler im Hauptresonator angekoppelt. Das Licht wird von diesem Strahlteiler in die Faser eingekoppelt und nach Durchlaufen der Faser durch diesen Strahlteiler wieder in den Hauptresonator zurückgekoppelt. Die Konfiguration wird im folgenden als die *P-Konfiguration* bezeichnet [90, 92]. Der Leistungsverlust von der offenen Seite des Strahlteilers (Abb. 4.9 „Verlust“) kann durch einen weiteren angekoppelten leeren Resonator wieder in den Laser zurückgekoppelt werden. Bei dieser Konfiguration ist es dann notwendig, drei verschiedene optische Längen aneinander anzupassen. Üblicherweise wird die *P-Konfiguration* mit einem Verlust betrieben. Bei entsprechender Phasenlage der Resonatoren wird dieser Verlust minimiert. Die *P-Konfiguration* unterscheidet sich in der Rückkoppelbilanz und im Phasenversatz des externen Resonators von der FP-Konfiguration. Die Wirkungsweise von den zwei elektrischen Feldern, ein Feld aus dem Hauptresonator und das andere aus dem externen Resonator, ist dagegen für beide Konfigurationen gleich. Eine weitere Variante des APM-Lasers wird mit der sog. *Q-*

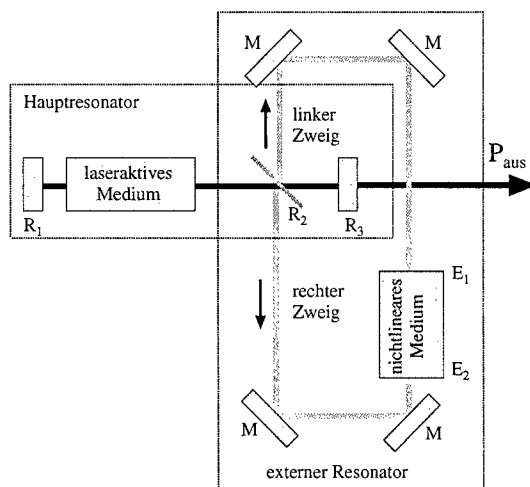


Abb. 4.10 APM-Laser in der *Q*-Konfiguration

Konfiguration realisiert. Wie bei der *P-Konfiguration* wird durch einen Strahlteiler im Hauptresonator der externe Resonator angekoppelt. Im Gegensatz zur *P-Konfiguration* werden beide Seiten des Strahlteilers zur Anbindung an den externen Resonator benutzt. Die *Q-Konfiguration* ist in Abb. 4.10 zu sehen. Bei der numerischen Beschreibung der Modenkopplung in der *P-* und *Q-Konfiguration* müssen im Gegensatz zur *FP-Konfiguration* drei elektrische Felder betrachtet werden. Zum einen das Feld im Hauptresonator, zum anderen die zwei Felder aus dem externen Resonator: Ein Feld aus dem linken Zweig (Abb. 4.10) und ein Feld aus dem rechten Zweig des externen Resonators.

Damit der ganze Bereich von völliger konstruktiver bis destruktiver Interferenz im Puls auftreten kann, muß die Phase durch die Selbstphasenmodulation im nichtlinearen Medium π betragen. Optimale Pulsverkürzung findet statt, wenn die konstruktive Interferenz in der Pulsmitte und die destruktive Interferenz in den Pulsflanken stattfindet. Dies bedeutet, daß die Längenverstimmung (Phasenversatz) von Haupt- und externem Resonator auch π betragen muß. In der *P-* und *Q-Konfiguration* werden vom externen Resonator zwei Felder in den Hauptresonator zurückgekoppelt. Die optischen Lauflängen dieser beiden Felder sind identisch. Damit die Felder aus den zwei Zweigen des externen Resonators nicht destruktiv interferieren, muß die Phase der Felder aufgrund der Selbstphasenmodulation in der Faser nahezu identisch sein. Die Konsequenz daraus ist, daß die geführten Leistungen in beiden Zweigen des externen Resonators annähernd gleich sind. Diese Bedingung konnte im Experiment verifiziert werden.

Unter den Randbedingungen gleicher Leistung im Hauptresonator und gleicher Leistung an der Fasereinkopplung wird die Effizienz der Rückkopplung in den drei Anordnungen verglichen. Die fñhrbare Leistung in der Faser auf der Laserwellenlänge wird durch den nichtlinearen Effekt der Ramanstreuung begrenzt und wird daher in diesem Vergleich mit 0,5 W angenommen. Dieser Wert stimmt ungefñhr mit experimentell ermittelten Daten von Monomodefasern überein. Die zurückgekoppelte Leistung sei P_c , die interne Leistung im Hauptreso-

nator P_{in} und die aus dem Lasersystem ausgekoppelte Leistung P_{aus} . Für die jeweiligen Konfigurationen gelten folgende Bedingungen:

$$FP: \begin{cases} P_{aus} = P_{in} (1 - R_2) R_3 \\ P_z = P_{in} (1 - R_2)^2 (1 - R_3)^2 E_1 \alpha_{Faser} R_4 E_2 \alpha_{Faser} \end{cases} \quad (4.14)$$

$$P: \begin{cases} P_{aus} = P_{in} (1 - R_2)(1 - R_3)(1 - R_4) \\ P_z = P_{in} [\underbrace{R_2 E_1 \alpha_{Faser} R_4 (1 - R_3)(1 - R_2)}_{\text{rechter Zweig}} + \underbrace{(1 - R_2)(1 - R_3) R_4 E_2 \alpha_{Faser} R_2}_{\text{linker Zweig}}] \end{cases} \quad (4.15)$$

$$Q: \begin{cases} P_{aus} = P_{in} (1 - R_2)(1 - R_3) \\ P_z = P_{in} [\underbrace{R_2 E_2 \alpha_{Faser} R_2 R_3 (1 - R_2)}_{\text{rechter Zweig}} + \underbrace{(1 - R_2) R_3 R_2 E_1 \alpha_{Faser} R_2}_{\text{linker Zweig}}] \end{cases} \quad (4.16)$$

Die Reflexionsgrade der Strahlteiler und Spiegel sind mit R_i und die Einkoppelgrade des Laserlichts in die Faser sind mit E_i bezeichnet; α_{Faser} beinhaltet den Verlust in der Faser. Die in den Abb. 4.8 und 4.9 auftretenden Spiegel mit den Bezeichnungen M werden mit einem Reflexionsgrad von eins angenommen und in den Gln. 4.14 – 4.16 nicht berücksichtigt. Die Tab. 4.1 faßt die Ergebnisse der Rückkoppelbilanz zusammen. Die Reflexionsgrade R_i wurden so gewählt, daß die Leistung vor der Fasereinkopplung 2 W beträgt. Der Vergleich zeigt, daß die FP-Konfiguration die größte nutzbare Leistung bereitstellt und den externen Resonator nur schwach ankoppelt. Die *P*- und *Q*-Konfigurationen sind sowohl in der Ausgangsleistung als auch in der Ankopplungsgüte vergleichbar.

Tab. 4.1 Vergleich der Rückkoppelbilanzen

Konfiguration	FP	P	Q
R_1	1	1	1
R_2	0,9	0.05	0.05
R_3	0,9	0.8	0.9
R_4	1	0.52	-
E_1	0.5	0.5	0.5
E_2	0.5	0.5	0.5
α_{Faser}	1	1	1
P_{in} (W)	100	100	100
P_{aus} (W)	18	13,6	15,7
P_z (W)	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0.04	0.03

Neben der Phase Φ_0 und der Phase Φ_{NL} , die durch die Nichtlinearität auftritt, kann ein Puls eine temperaturbedingte Phasenschiebungen im laseraktiven Medium und auch im nichtlinearen Medium erfahren. Auf diese Phasen wird im folgenden Kapitel und im experimentellen Teil noch ausführlicher eingegangen.

5 NUMERISCHES MODELL DES APM-Nd:YAG-LASERS

Neben experimentellen Daten vom APM-Nd:YAG-Laser ist die numerische Modellierung dieses Lasers ein gutes Hilfsmittel zum Verständnis des Lasers. Das Modell beginnt mit einem rückgekoppelten Laser in der räumlich linearen Anordnung und mit leerem externen Resonator. Diesem Modell folgt die Simulation eines Lasers in gleicher räumlicher Anordnung mit nichtlinearem Resonator. Der APM-Laser in der *P*- und *Q*-Konfiguration wird im zweiten Teil des Kapitels vorgestellt.

5.1 FABRY-PEROT KONFIGURATION

In der einfachsten Anordnung besteht der rückgekoppelte Laser aus dem Hauptresonator und einem angekoppelten leeren Resonator. Abb. 5.1 skizziert diese Konfiguration. Bei der Beschreibung der Simulation wird von einem bereits vorhandenen Puls im Laser ausgegangen. Startpunkt des Pulses sei der Punkt SP in der Abb. 5.1. Betrachtet man

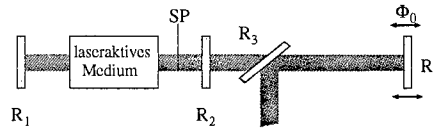


Abb. 5.1 Rückgekoppelter Laser mit leerem externen Resonator

zuerst nur den Hauptresonator, so gilt für das elektrische Feld nach einem Umlauf des Pulses im Resonator:

$$A_{n+1} = A_n R_2 G R_1 G \quad (5.1)$$

Die Reflexionsgrade der Spiegel sind mit R_i gekennzeichnet. Das elektrische Feld des Pulses ist A , G beinhaltet die Verstärkung im laseraktiven Medium und die Verstärkungsbandbreite des Mediums. Ausgehend von einer geringen Verstärkung pro Umlauf ist G nach H.A. Haus et al. [39] gegeben durch:

$$G = \left(1 + g + g \frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial}{\partial t^2} \right). \quad (5.2)$$

Die Verstärkungsbandbreite des laseraktiven Mediums ist Ω .

Wird der leere externe Resonator zum Hauptresonator hinzugefügt, so ergibt sich:

$$A_{n+1} = A_n (R_2 G R_1 G + (1 - R_2)(1 - R_3) R_4 \exp(-i\Phi_0)(1 - R_3)(1 - R_2) G R_1 G) \quad (5.3)$$

Eine Längenverstimmung des externen Resonators zum Hauptresonator wird durch Φ_0 berücksichtigt.

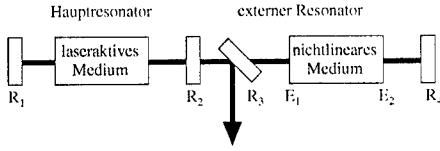


Abb. 5.2 Rückgekoppelter Laser mit nichtlinearem Medium im externen Resonator

Wird in dem externen Resonator ein nichtlineares Medium eingesetzt, so muß die Gl. 5.3 um die Effekte in diesem Medium erweitert werden. Die Gl. 5.3 wird um

den linearen Effekt der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) und um den nichtlinearen Effekt der Selbstphasenmodulation (SPM) ergänzt. Die Einkoppelgrade in das nichtlineare Medium werden durch E_1 und E_2 berücksichtigt. Die Abb. 5.2 verdeutlicht die Nomenklatur für diese Konfiguration. Das komplexe Feld im Zeitbereich A ergibt sich nach einem Umlauf aus:

$$A_{n+1} = A_n \left(R_2 + T_2 T_3 \exp(-i\Phi_0) E_1 \exp(iS'_{NL}) O'(D) R_4 E_2 \exp(iS''_{NL}) O''(D) T_3 T_2 \right) G R_1 G \quad (5.4)$$

Die GVD wird durch den Operator $O(D)$ berücksichtigt, die SPM durch S_{NL} . Für den Hin- und Rückweg durch den externen Resonator sind unterschiedliche $O(D)$ und S_{NL} anzugeben. Die Transmissionsgrade der Spiegel werden durch $T_i = 1 - R_i$ dargestellt. Auf die Vorgänge im laseraktiven Medium und die Effekte

Kapitel 5. Numerisches Modell des APM-Nd:YAG-Lasers

im nichtlinearen Medium wird im weiteren näher eingegangen. Für die Berechnung des elektrischen Feldes muß die Bandbreite des laseraktiven Mediums und die Dispersion im verstärkenden Medium berücksichtigt werden.

Für ein einfaches Modell kann der Verstärkungsfaktor definiert werden durch (vgl. Gl.2.34):

$$g = \frac{g_0}{1 + (I_m / I_s)} = \frac{g_0}{1 + (W_m / W_s)} \quad (5.5)$$

Die Intensität des elektrischen Feldes im m-ten Umlauf im Resonator ist I_m und die entsprechende Energie ist W_m . W_s ist die Sättigungsenergie des Lasers. Beschränkt man sich bei den Betrachtungen auf den Fall, daß die Verstärkung nur in dem Frequenzintervall liegt, welches der Verstärkungsbandbreite des laseraktiven Mediums entspricht, ist es ausreichend, von einem idealen homogen verbreiterten Vier-Niveau-System auszugehen. Angenommen wird eine Vernachlässigung der Besetzung des unteren Laserniveaus. Die Anzahl der Atome im oberen Laserniveau ändert sich bei einem Umlauf eines Feldes durch das Medium:

$$N_{m+1} = N_m + \Delta N \quad (5.6)$$

$$\Delta N = \left(\frac{P_{pump}}{h\nu_{pump}} - \frac{N_m}{\tau_s} \right) \Delta\tau - \frac{\Delta W}{h\nu_0} \quad (5.7)$$

Die effektive Pumpleistung ist P_{pump} bei der Photonenenergie $h\nu_{pump}$ auf der Pumpfrequenz, $h\nu_0$ ist die Photonenenergie der Laserphotonen. Die Resonatorumlaufzeit ist $\Delta\tau$ und ΔW gibt die Änderung der Energiedichte durch stimulierte Emission des elektrischen Feldes im Laser wieder und wird dargestellt durch:

$$\Delta W = W_m N_m \frac{\sigma_{gain}}{\pi w_0^2}. \quad (5.8)$$

Die Fluoreszenzlebensdauer ist τ_s , w_0 ist der Radius des Laserstrahls im aktiven Medium, und mit σ_{gain} wird der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission angegeben. Die Verstärkung der Energie pro Umlauf ergibt sich zu:

$$G = 1 + \frac{\Delta W}{W_m} \quad (5.9)$$

Zur numerischen Berücksichtigung der spontanen Emission wird zur spektralen Amplitude pro Umlauf ($A_m(\nu)$) eine spektrale Amplitudenverteilung (A_{noise}) addiert. Diese Verteilung entspricht einem weißen Rauschen. Über ein betrachtetes Frequenzintervall gilt für dieses Rauschen [93]:

$$\int A_{noise}(\nu) d\nu = 0 \quad (5.10)$$

und

$$\int |A_{noise}(\nu)|^2 d\nu = \Gamma \frac{2Z_0}{\pi w_0^2} N_m h\nu_0 \frac{\Delta\tau}{\tau_s} \quad (5.11)$$

Mit $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 377\Omega$ dem Wellenwiderstand des Vakuums. Der dimensionslose Faktor Γ gibt den Teil der spontanen Emission an, der einen Beitrag zur Laserausgangsleistung liefert.

In der Abb. 5.3 werden die zwei Ansätze in der Verstärkung miteinander verglichen. In Abb. 5.3 a) ist das Startverhalten des Lasers mit einer Verstärkung, bezogen auf den eingeschwungenen Zustand des Lasers, zu sehen, in Abb. 5.3 b) wird das dynamische Startverhalten des Lasers (Gl. 5.9) gezeigt.

In dieser Abbildung sind Relaxationsschwingungen zu sehen, die für einen Festkörperlaser typisch sind. Wie an der unterschiedlichen Skalierung zu erkennen

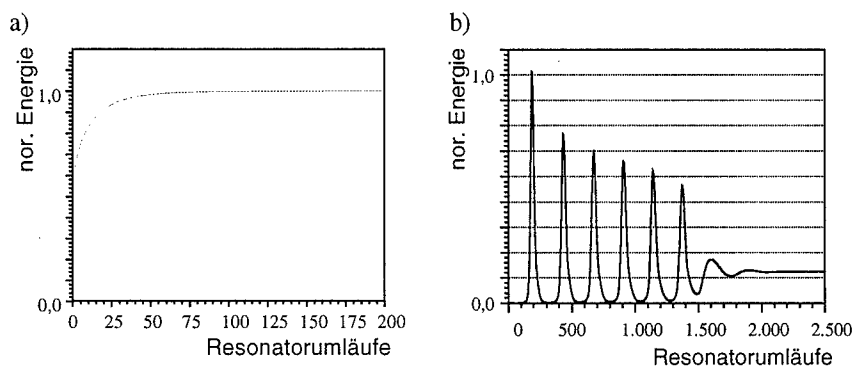


Abb. 5.3 Vergleich des Startverhaltens a) Verstärkung mit Gleichgewichtsansatz
b) dynamische Verstärkung basierend auf den Laserratengleichungen

ist, bedarf das dynamische Verstärkungsmodell eines größeren Rechenaufwandes. Das Gleichgewichtsmodell benötigt dagegen nur wenige Umläufe, um sich in der Energie zu stabilisieren, beschreibt den Startvorgang allerdings unzureichend.

Ein weiterer wichtiger Aspekt des laseraktiven Mediums ist die Verstärkungsbandbreite des Mediums. In der Simulation wird diese durch eine Multiplikation mit einer Bandbreitelfunktion im Frequenzbereich berücksichtigt. Dispersive Effekte im laseraktiven Medium werden ebenfalls im Frequenzraum durch den Faktor D berücksichtigt.

Zum stabilen Betrieb eines Lasers mit gekoppelten Resonatoren ist es i.a. notwendig, eine der beiden Längen der Resonatoren mit Wellenlängengenauigkeit zu regeln. Der erstmals an der *P-Konfiguration* beobachtete selbststabilisierende Betrieb wird einem Effekt in dem laseraktiven Medium zugeordnet. Ein in den Laser zurückgekoppeltes Feld verursacht eine Intensitätsänderung im Hauptresonator, diese Intensitätsänderung führt zu einer Temperaturänderung oder/und Besetzungsänderung im laseraktiven Mediums. Die Änderung des li-

nearen Brechungsindex des Mediums auf Grund dieser Änderungen führt zu einer Phasenverschiebung eines Feldes bzw. eines Pulses und damit zum Ausgleich einer externen Phasenschiebung.

Die Reaktion der Energie im Hauptresonator auf eine Störung eines leeren externen Resonators ist in Abb. 5.4 zu sehen.

Nach dem Einschwingen des Lasers (nach ca. 10 μsec) wird die Phase bzw. die Länge des externen Resonators kontinuierlich mit der Zeit verändert. Die Abb. 5.4 zeigt die Energie bzw. Leistungsschwankungen im Hauptresonator, abhängig von der konstruktiven bzw. destruktiven Rückkopplung.

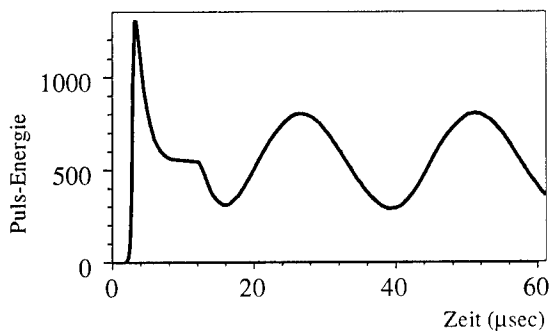


Abb. 5.4 Änderung der Pulsenergie im Laserresonator bei externer Störung

Die Selbststabilisierung wird in Abhängigkeit einer Intensitäts- bzw. Energieänderung im Hauptresonator durch den Term S_t (Gl. 5.12) dargestellt. In Gl. 5.12 ist n_l der lineare Brechungsindex des laseraktiven Mediums, l die Länge des Mediums, α_T der Temperaturkoeffizient, λ_0 ist die Zentralwellenlänge des Lasers, $\Delta W = W_{n+1} - W_n$ ist die Energiedifferenz von den Pulsen mit n - bzw. $(n+1)$ Umläufen im Resonator. ζ ist ein Anpassungsfaktor, der die numerisch einfacher zu berücksichtigende Energieänderung in eine Temperaturänderung wandelt:

$$S_{st} = 2\pi \frac{n_l}{\lambda_0} l \alpha_T \zeta \Delta W \quad (5.12)$$

Für die numerische Simulation wurde der Term St zum einen eingesetzt, wie er in Gl. 5.12 angegeben ist, und zum anderen als: $St \sim (W_n - W_0)$ mit W_0 als die Energie im eingeschwungenen Zustand. In der Simulation erwies sich die Abhängigkeit von $St \sim (W_n - W_0)$ als zu unempfindlich in der Reaktion auf Störungen.

Das komplexe Feld ändert sich nach Durchlaufen des laseraktiven Mediums gemäß:

$$A_{n+1} = (G \exp(iS_g)) A_n \quad (5.13)$$

Neben der numerischen Simulation der Vorgänge im laseraktiven Medium muß die Pulsformung und Pulsausbreitung in dem nichtlinearen Medium betrachtet werden. Bei der Simulation ist der Effekt der Selbstphasenmodulation und der Effekt der Gruppengeschwindigkeitsdispersion von Interesse. In Gl. 5.4 wurden diese Effekte bereits durch S_{NI} und D berücksichtigt. Im Frequenzraum kann der Operator D in einfacher Weise als Phasenfaktor auf ein elektrisches Feld angewandt werden. Dies gilt auch für den Faktor S_{NI} der SPM, allerdings im Zeitbereich. Als ein gutes Verfahren zur Lösung der Ausbreitungsgleichung eines elektrischen Feldes in einem nichtlinearen Medium hat sich die Methode der getrennten Zeit- und Phasenschritte (auch Strahlenausbreitungsmethode, Split-Step Fourier Method) etabliert [48]. Bei diesem Verfahren wird die Ausbreitung eines elektrischen Feldes zuerst im Zeitbereich am Ort z in dem Ortsintervall Δz betrachtet. Hier wird das Feld getrennt nach Real- und Imaginärteil mit dem Faktor S_{NI} multipliziert:

$$\text{Re}[A(z + \Delta z)] = \text{Re}[A(z)] \cos(S_{NI}) \exp(-V) - \text{Im}[A(z)] \sin(S_{NI}) \exp(-V) \quad (5.14)$$

$$\text{Im}[A(z + \Delta z)] = \text{Re}[A(z)] \sin(S_{NI}) \exp(-V) + \text{Im}[A(z)] \cos(S_{NI}) \exp(-V) . \quad (5.15)$$

Der Term $\exp(-V)$ berücksichtigt die Dämpfung in dem nichtlinearen Medium. Der Faktor S_{NI} der SPM wird definiert durch:

$$S_{NI} = n_2 \frac{\omega_0}{2c} \Delta z |A(z)|^2 \quad (5.16)$$

Nach der Wirkung der SPM im Zeitbereich wird das Feld in den Frequenzbereich transformiert. Dort wirkt am Ort z mit der Schrittweite Δz der Operator der GVD:

$$\text{Re}[\tilde{A}(z + \Delta z)] = \text{Re}[\tilde{A}(z)] \cos(D_{GVD}) - \text{Im}[\tilde{A}(z)] \sin(D_{GVD}) \quad (5.17)$$

$$\text{Im}[\tilde{A}(z + \Delta z)] = \text{Re}[\tilde{A}(z)] \sin(D_{GVD}) + \text{Im}[\tilde{A}(z)] \cos(D_{GVD}) \quad (5.18)$$

mit:

$$D_{GVD} = \frac{1}{2} \beta_2 \Delta \omega^2 \quad (5.19)$$

Nach Anwendung dieses Operators wird das Feld wieder in den Zeitbereich

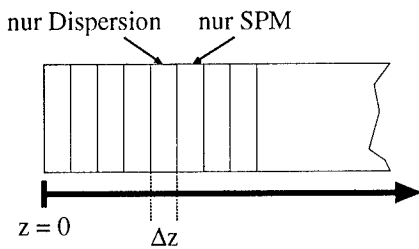


Abb. 5.5 Das numerische Verfahren der getrennten Zeit- und Phasenschritte

transformiert. Zur Verdeutlichung ist das Verfahren der getrennten Zeit- und Phasenschritte in Abb. 5.5 skizziert. In der Simulation des APM-Lasers ist die Schrittweite Δz im allgemeinen identisch mit der Länge des nichtlinearen Mediums (i.a. eine Faser), so daß z.B. bei der FP-Konfiguration die Faktoren S_{NI} und

D nur zweimal pro Umlauf (für Hin- und Rückweg durch das Medium) angewendet werden. Zur Überprüfung dieser Vereinfachung wurde die Schrittweite Δz auf ein Zehntel der Faserlänge gesetzt und mit entsprechend häufiger Anwendung der Faktoren simuliert. Eine Beeinträchtigung der vereinfachten Simulation ist dabei nicht zu erkennen. Die Abb. 5.6 zeigt schematisch den gesamten Ablauf der numerischen Simulation des APM-Lasers in der FP-Konfiguration. Der Start der Simulation erfolgt wahlweise mit einem vorhandenen Feld oder mit einem vordefinierten Rauschen.

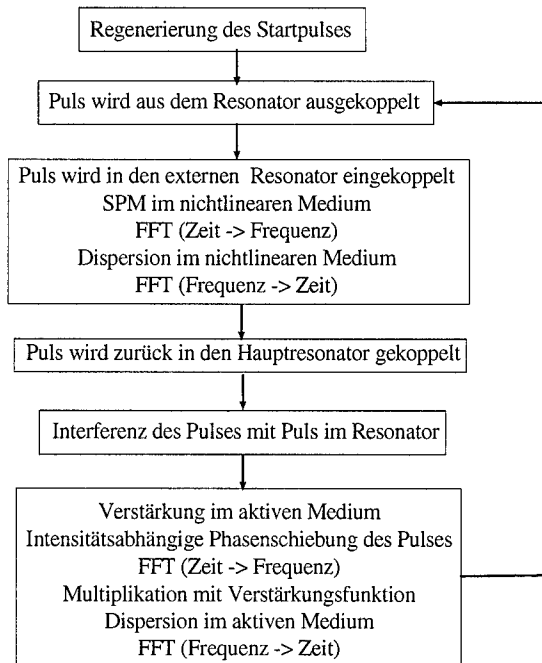


Abb. 5.6 Flußdiagramm der Simulation eines APM-Lasers

5.2 P- UND Q-KONFIGURATION

Die Simulation der *P*- und *Q*-Konfiguration ist dem Modell der FP-Konfiguration sehr ähnlich. Der wesentliche Unterschied besteht in der Anzahl der rückgekoppelten Felder in den Hauptresonator. In der FP-Konfiguration wird ein Feld, in der *P*- und *Q*-Konfiguration werden jeweils zwei Felder in den Hauptresonator zurückgekoppelt. Die Gln. 5.20 und 5.21 beschreiben die Entwicklung eines Feldes in der jeweiligen Konfiguration. Die in Kap. 5.1 eingeführten Terme der SPM, der GVD und der Verstärkung werden unverändert in diesen Gleichungen übernommen. Die Abb. 4.9 und 4.10 aus dem vorangegangenen Kapitel verdeutlichen die verwendete Nomenklatur in diesen beiden Gleichungen. Startpunkt (Punkt St) und Laufrichtung für einen Puls in diesen Gleichungen und entsprechend in den numerischen Simulationen sind in der Abb. 5.7 eingetragen.



Abb. 5.7 Startpunkt der Simulation

$$P: A_{n+1} = A_n \left(\begin{array}{l} T_2 R_3 T_2 + \\ R_2 \exp(i\Phi_0) E_1 \exp(iS_{NL}') O'(D) R_4 T_3 T_2 + \\ T_2 T_3 R_4 \exp(i\Phi_0) E_2 \exp(iS_{NL}'') O''(D) R_2 \end{array} \right) G R_1 G \quad (5.20)$$

$$Q: A_{n+1} = A_n \left(\begin{array}{l} T_2 R_3 T_2 + \\ R_2 \exp(i\Phi_0) E_2 \exp(iS_{NL}') O'(D) R_2 R_3 T_2 + \\ T_2 R_3 R_2 \exp(i\Phi_0) E_1 \exp(iS_{NL}'') O''(D) R_2 \end{array} \right) G R_1 G \quad (5.21)$$

In Abb. 5.8 ist das Flußdiagramm der numerischen Simulation für den APM-Laser in der *P*-Konfiguration und *Q*-Konfiguration zu sehen. Wie in der numerischen Simulation der FP-Konfiguration startet der Laser in diesem Modell wahlweise mit einem Rauschen oder mit einem bereits vorhandenen Puls.

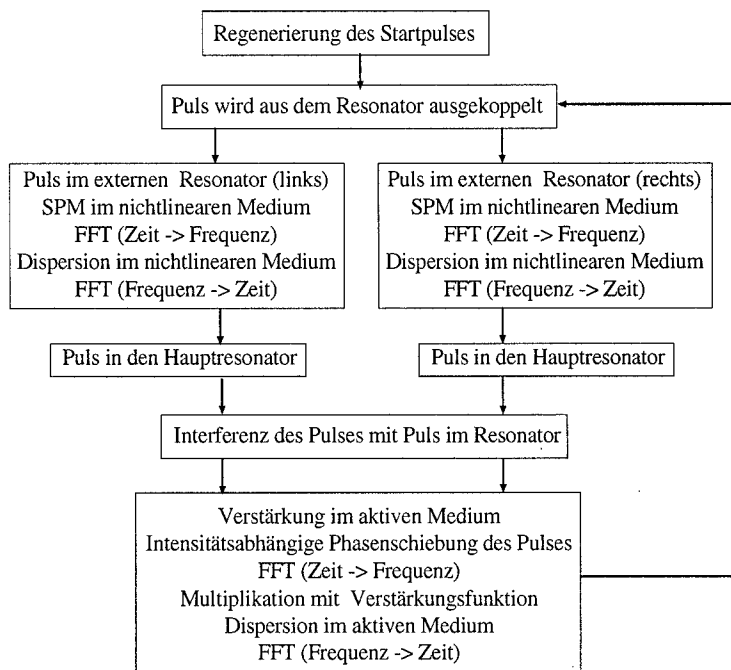


Abb. 5.8 Flußdiagramm der numerischen Simulation des APM-Lasers in der P- und Q-Konfiguration

In Abb. 5.9 ist die Entwicklung eines Pulses aus dem Rauschen im APM-Laser in der P-Konfiguration zu sehen. Der Puls ist auf Grund seiner geringen Intensität in den ersten 150 Umläufen in dieser Skalierung der Intensitätsachse nicht zu sehen. Nach ca. 150 Umläufen ist zuerst ein zeitlich breiter Puls zu erkennen, der sich nach wenigen weiteren Umläufen zu seiner endgültigen Form ausbildet.

Die Rückwirkung einer Störung der gekoppelten Resonatoren auf die Intensität im Laserresonator und speziell auf die Intensität der Strahlung im verstärkenden Medium beeinflusst den linearen Brechungsindex im Medium. Der Brechungsindex ändert sich entsprechend der Intensitätsänderung die damit verbundene Phasenschiebung eines Pulses kompensiert die Störung. Die

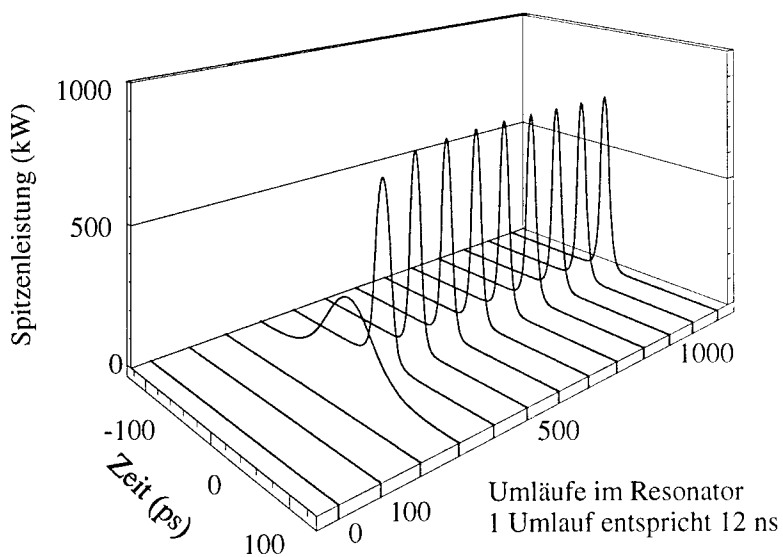


Abb. 5.9 Numerische Pulsentwicklung in einem APM-Laser in der *P*-Konfiguration

numerischen Simulationen erklären dieses Verhalten der Selbststabilisierung. Bei grober Verstimmung der Resonatoren führt die Wechselwirkung der Verstärkung im laseraktiven Medium mit dem Effekt der Selbststabilisierung zu einer Oszillation der Pulsenergie. In der Abb. 5.10 ist die numerische Simulation der Pulsenergie des APM-Lasers in der *Q*-Konfiguration zu sehen. Nach ca. 2000 Resonatorumläufen wird der externe Resonator um 40π gegenüber dem internen Resonator verlängert. Die Pulsenergie nimmt zuerst ab, fängt dann erst unregelmäßig und nach weiteren Resonatorumläufen regelmäßig an zu oszillieren. Diese Oszillationen finden nicht von Puls zu Puls statt, sondern erstrecken sich über mehrere Pulse.

Die Darstellung der experimentellen Aufbauten und Daten des APM-Lasers wird Gegenstand des nächsten Kapitels sein. Insbesondere wird versucht, die in dem numerischen Modell gemachten Annahmen zur Selbststabilisierung experimentell zu belegen.

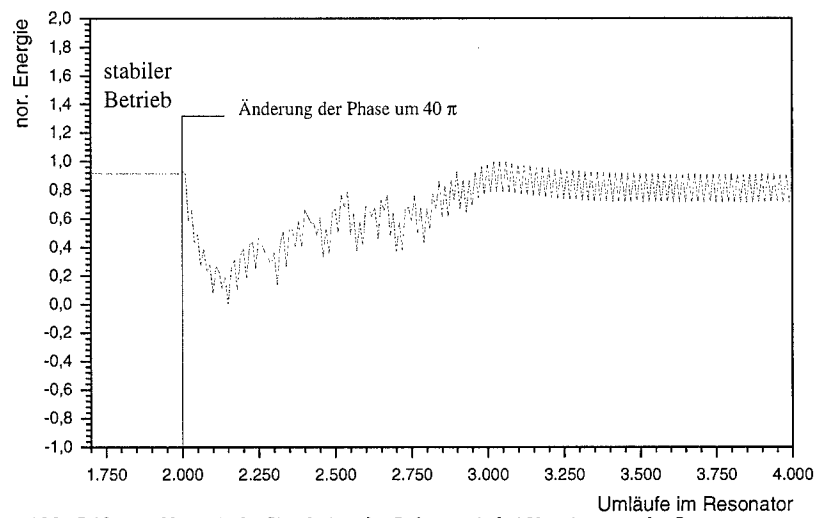


Abb. 5.10 Numerische Simulation der Pulsenergie bei Verstimmung der Resonatoren

6 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

Auf Grund der Empfindlichkeit von rückgekoppelten Systemen erfordert die Realisierung eines entsprechenden Lasers mit dem Ziel der Modenkopplung einige Vorbereitungen bezüglich der Schwingungsdämpfung der Arbeitsplatte, auf der der Laser aufgebaut wurde. Die verwendete Arbeitsplatte ist aus Stahl mit guter Eigendämpfung und auf pneumatisch gedämpften Stützen gelagert. Experimente zum APM-Nd:YAG-Laser wurden an einem entladungslampengepumpten Nd:YAG-Festkörper-Laser durchgeführt, der im folgenden beschrieben wird.

6.1 ENTLADUNGSLAMPEN-GEPUMPTER APM-ND:YAG LASER

Der verwendete Nd:YAG-Laser ist ein handelsüblicher Festkörperlaser mit einer Resonatorlänge von 1,8 m. Die normale Betriebsart dieses Lasers ist der cw oder modengekoppelte Betrieb. Die Modenkopplung wird mittels eines akusto-optischen Modulators erreicht. Der Modulator wird mit einem Hochfrequenzoszillator und Hochfrequenzverstärker betrieben. Dieser Laser emittiert Laserpulse der zeitlichen Breite von 80 bis 100 ps bei einer mittleren Ausgangsleistung von 10 Watt. Der Laser wird durch eine Xenon-Entladungslampe kontinuierlich optisch gepumpt. Die überschüssige Wärme der Entladungslampe wird mit einer Wasserkühlung abtransportiert. Zur Vorbereitung der passiven Modenkopplung mit einem externen Resonator wurden die mechanischen Schwingungen des Lasers minimiert. Die einzelnen Komponenten des Lasers wie Auskoppelspiegel, Endspiegel, Polarisator und Pumpkammer wurden dem Lasergehäuse entnommen und direkt auf die gedämpfte optische Platte montiert. Besondere Beachtung fand dabei die

Montage der Pumpkammer. In der Pumpkammer entstehen auf Grund der Wasserkühlung und der damit verbundenen Wasserturbulenzen mechanische Störungen des Lasers. Die Montage der Pumpkammer erfolgte auf speziell dämpfenden Haltern, die Wasserdurchflußmenge wurde auf ein notwendiges Mindestmaß gedrosselt. Mit diesen Maßnahmen waren die Voraussetzungen zum Aufbau eines APM-Lasers in der Fabry-Perot-Konfiguration (FP-Konfiguration) gegeben.

6.1.1 FABRY-PEROT-ANORDNUNG

In der Fabry-Perot-Anordnung, oder auch linearen Anordnung wird dem Hauptresonator am Auskoppelspiegel ein externer nichtlinearer Resonator angekoppelt. Der externe Resonator enthält als nichtlineares Medium eine Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von ca. $4\text{ }\mu\text{m}$. In dieser Glasfaser wird das Laserlicht des Nd:YAG-Lasers monomodig geführt. Die Glasfaser besitzt eine Länge von $0,7\text{ m}$. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt ca. 10 Watt . Der Strahlteiler R_3 (vgl. Abb. 5.2) besitzt einen Reflexionsgrad von 85% . Die Angabe von Reflexions- und Transmissionsgraden erfolgt im folgenden immer in Prozent bezogen auf die Intensität der Laserstrahlung. Von der nach dem Strahlteiler verbleibenden Laserleistung von $1,5\text{ Watt}$ werden ca. 600 mW in die Faser eingekoppelt. Dies entspricht einer Einkoppeleffizienz von 40% . Nach Durchlaufen der Faser, der Reflexion am Spiegel R_4 und nochmaliger Propagation durch die Faser, wird das Lasersignal zurück in den Hauptresonator gekoppelt. Sind die Längen des Haupt- und externen Resonators aneinander angepaßt, so bildet sich aus einer anfänglichen Fluktuation in der kontinuierlichen Laserleistung nach einigen Resonatorumläufen ein Puls aus. Der Pulsbetrieb eines APM-Lasers dieser Anordnung ist nicht stabil, es ist eine Kontrolle und Regelung der Länge eines der beiden Resonatoren notwendig. Dazu wird der Spiegel R_4 auf einen Piezotranslator montiert und durch eine Regelelektronik gesteuert. Bei einer Phasenverstimmung der beiden Resonatoren

kommt es zu einer Erhöhung bzw. Erniedrigung der Energie der Laserpulse und als Folge zu einer entsprechenden Reaktion der mittleren Intensität der Laserstrahlung. Zur Verbesserung des Regelverhaltens hinsichtlich der Dynamik des Meßsignals und der damit verbundenen schnelleren Reaktion einer Regelelektronik ist es sinnvoll, nicht das Lasersignal auf der fundamentalen Wellenlänge zu detektieren, sondern das frequenzverdoppelte Signal. Um nicht zusätzliche Komponenten in den APM-Laser einzufügen, wird der nichtlineare Effekt der Frequenzverdopplung, wie in Kap. 3.4.3 beschrieben, in der Glasfaser genutzt. Da dieser Prozeß nicht in amorphen Materialien wie Glas mit einer Inversionssymmetrie auftreten kann, muß die Glasfaser präpariert werden. Wie bereits von Österberg und Margulis 1989 demonstriert [75], muß dazu intensives Laserlicht über einen längeren Zeitraum in der Faser geführt werden. Die Entwicklung der frequenzverdoppelten Leistung mit der Zeit ist in Abb. 6.1 zu sehen. Bei dieser Vorbereitung der Faser wurden Laserpulse mit einer zeitlichen Breite von 80 ps und einer mittleren Leistung von 6 Watt in der Faser geführt.

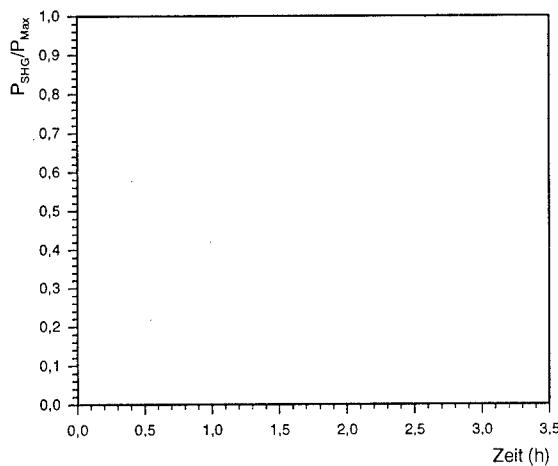


Abb. 6.1 Entwicklung der SHG-Leistung mit der Zeit

Der experimentelle Aufbau des APM-Lasers in der elektronisch geregelten FP-Konfiguration ist in Abb.6.2 zu sehen. Das Regelsignal wird mit einem dichroitischen Strahlteiler (DSt) aus dem externen Resonator ausgekoppelt. Der Endspiegel R_4 ist an einen Niedervolt-Piezotranslator montiert. Der Translator wird über einen Hochspannungsverstärker mit den Signalen der Regelelektronik (PI-Regler) versorgt. Der Arbeitspunkt der Regelung liegt nicht im Maximum der

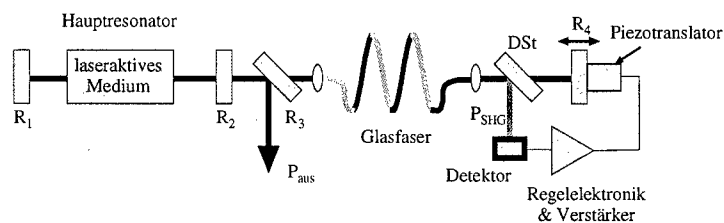


Abb. 6.2 Elektronisch geregelter APM-Laser in der FP-Konfiguration

frequenzverdoppelten Leistung, hier würde die Richtung einer Regelung nicht erkannt werden, sondern in der Flanke des Signals. Dies bedeutet, daß nicht auf das Optimum der Phasenlagen zwischen Haupt- und Nebenresonator geregelt wird. In dem Laser dieser Konfiguration entstehen Pulse mit einer zeitlichen Breite von ca. 14 psec bei einer mittleren Ausgangsleistung von 8,5 Watt. Die Autokorrelation dieser Impulse ist in Abb. 6.3 zu sehen. In der Faser wurde eine

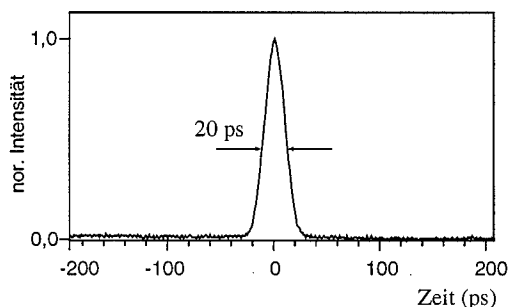


Abb. 6.3 Autokorrelation eines Impulses vom APM-Laser in der FP-Konfiguration

Laserleistung von 650 mW geführt. Das Längenverhältnis vom Haupt- zum externen Resonator betrug 1:3. In Abb. 6.4 wird eine Messung des frequenzverdoppelten Lichtes aus der Glasfaser dargestellt. Dieses Signal dient zur Längenregelung des externen Resonators. In der Messung ist der kurzzeitige Zusammenbruch des APM-Betriebes nach ca. 3 min zu erkennen. Der Laser wird mit Hilfe der Regelung sofort wieder stabilisiert.

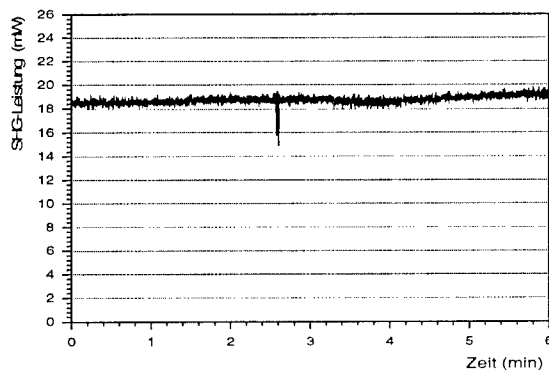


Abb. 6.4 Leistung der frequenzverdoppelten Komponenten nach Auskoppeln aus der Faser.

6.1.2 P-KONFIGURATION

Zur Verbesserung der Rückkoppelbilanz in den Hauptresonator wurde der experimentelle Aufbau des APM-Lasers in der sog. *P-Konfiguration* (vgl. Kap. 4.3 Abb. 4.8) realisiert. Die mittlere Ausgangsleistung eines entladungslampengepumpten Nd:YAG-Lasers fluktuiert bis zu 10%. Da die Regelgröße für die Ansteuerung der externen Resonatorlänge die mittlere Leistung ist, wird diese durch die Schwankungen der mittleren Leistung gestört. Zur Vermeidung der Schwankungen wurde die mittlere Leistung des Lasers durch eine im

Hauptresonator angebrachte Braggzelle stabilisiert. Zur Stabilisierung wird die mittlere Leistung mittels eines Si-Detektors gemessen. Die gemessene Leistung wird mit einem Sollwert verglichen und dann einem PI-Regler zugeführt. Der Regler steuert die Amplitude eines Hochfrequenzoszillators (30 MHz) und damit über einen Hochfrequenzverstärker die Braggzelle. Mit dieser Anordnung konnten die Schwankungen der mittleren Ausgangsleistung auf ca. 1% reduziert werden. Die Einfügedämpfung der Braggzelle war vernachlässigbar. Die zur Regelung benötigte Leistungsreduzierung wurde auf 10 % der mittleren Ausgangsleistung eingestellt. Die Resonatorlängenkontrolle erfolgte, wie bei der FP-Konfiguration, über die Detektion der Intensität der in der Faser entstandenen verdoppelten Laserstrahlung. Diese Strahlung wurde über den Strahlteiler (DSt) aus dem externen Resonator ausgekoppelt. Die Resonatorlängenverschiebung wurde mit einem variablen piezogesteuerten Verschiebetisch realisiert.

Die Abb. 6.5 zeigt den experimentellen Aufbau eines APM-Lasers in der

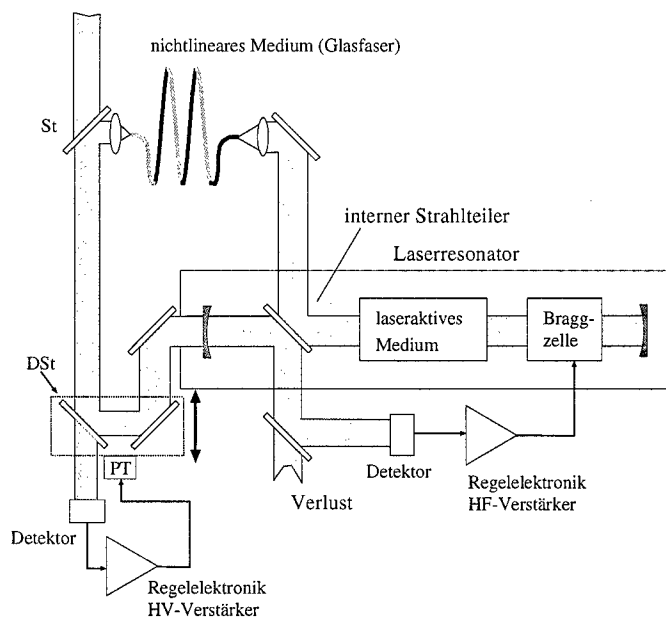


Abb. 6.5 APM-Laser in der P-Konfiguration mit Resonatorlängen- und Leistungsregelung.

P-Konfiguration mit der internen Leistungsstabilisierung und der Resonatorlängenregelung. Der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels betrug 86 %, der Strahlteiler wurde als variabler Strahlteiler ausgelegt. Durch diesen variablen Strahlteiler war es möglich, das Verhalten des Lasers bei verschiedenen geführten Leistungen in der Faser zu betrachten. Bei einer mittleren geführten Leistung von 550 mW emittierte der Laser die kürzesten Impulse. Der Reflexionsgrad des internen Strahlteilers betrug 5 %. Das Längenverhältnis vom Hauptresonator zum externen Resonator beträgt 1 : 3. Die Ausgangsleistungsschwankungen des Lasers konnten mit der Leistungsregelung erheblich minimiert werden. In der Abb. 6.6 ist die Ausgangsleistung des APM-Lasers über der Zeit aufgetragen. Die Skala der Leistung in dieser Abbildung beginnt zur besseren Darstellung erst bei 7 Watt. Nach ca. 20 min wird die Leistungsregelung aktiviert. Die Reduzierung von Störungen ist deutlich zu beobachten. Der Laser produziert in dieser Konfiguration Pulse einer zeitlichen Breite von 15 psec bei einer mittleren Ausgangsleistung von ca. 7,5 Watt.

In der Betriebsart der leistungsgeregelten Version wurde zum ersten Mal ein stabiler Betrieb des APM-Lasers ohne Resonatorstabilisierung beobachtet. Der Laser liefert dann kurze Pulse über mehrere Stunden (ein Zeitraum von mehr als

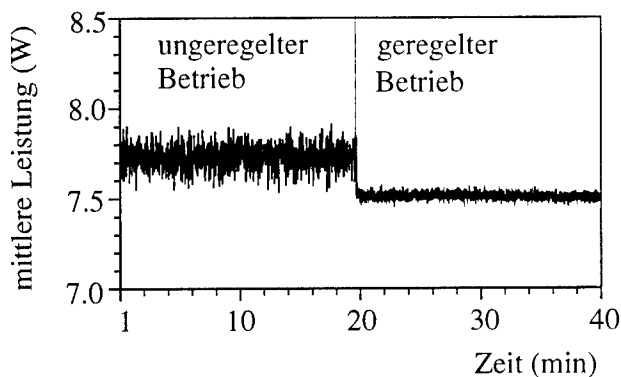


Abb. 6.6 Mittlere Ausgangsleistung des APM-Lasers im unregulierten und geregelten Betrieb

sechs Stunden wurde beobachtet). Wird die Leistungsregelung ausgeschaltet, so destabilisiert sich der Laser und der Pulsbetrieb bricht kurzzeitig zusammen, aber zeigt dann auch ohne Leistungsregelung ein selbststabilisierendes Verhalten bezüglich des Pulsbetriebes über eine Zeitdauer von mehr als einer Stunde.

Die modengekoppelten Resonatoren bewirken mit der phasenabhängigen Intensität des Lasers eine Stabilisierung des Lasers in der Intensität und damit eine teilweise Phasenstabilisierung der beiden Resonatoren zueinander.

Die verstellbare Verzögerungsstrecke im experimentellen Aufbau des APM-Lasers ermöglicht es, die Pulsform in Abhängigkeit der Resonatorverstimmung zu bestimmen. Die zum Pulsbetrieb des Lasers notwendige Voraussetzung der konstruktiven Interferenz in der Pulsmitte und der destruktiven Interferenz in den Pulsflanken ist möglich, solange sich die Pulse des Haupt- und externen Resonators räumlich gut überlappen. Dabei entspricht

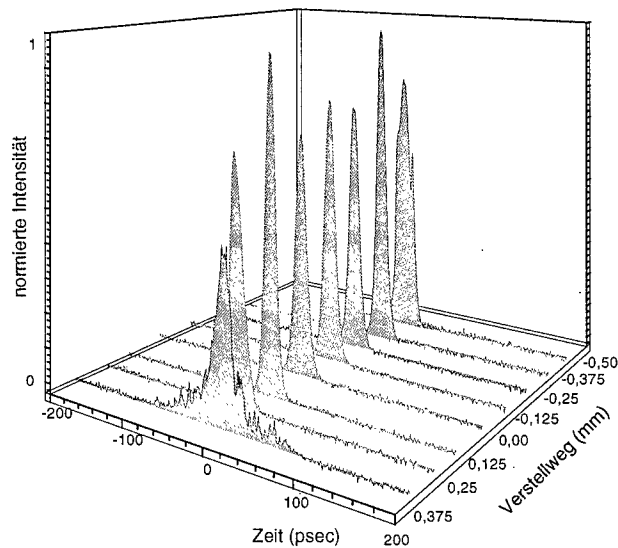


Abb. 6.7 Abhängigkeit der Pulsform von der Resonatorverstimmung (auf die Intensität des maximalen Pulses (= 1) normiert)

die zeitliche Breite der Pulse von 15 psec einer räumlichen Ausdehnung von 4,5 mm. Bei einer Resonatorverstimmung von einem Millimeter sollte daher die Überlappung der Pulse noch gut gewährleistet sein. Dies wird durch die Ergebnisse, die in Abb. 6.7 aufgetragen sind, bestätigt. In dieser Abbildung ist die Autokorrelationen der Pulse in Abhängigkeit der Resonatorlängenverstimmung zu sehen. Der externe Resonator läßt sich über 1 mm gegenüber dem Hauptresonator verstimmen, ohne daß der Pulsbetrieb des Lasers zusammenbricht. Der Nullpunkt des Verstellweges in Abb. 6.7 wird als der Punkt definiert, von dem aus in beide Richtungen ein gleich langer Verstellweg bei stabilem Pulsbetrieb möglich ist. Die Charakterisierung der Pulse in Abhängigkeit von der geführten mittleren Leistung in der Faser ist in Abb. 6.8 gezeigt. Bei einer geführten Leistung um 550 mW werden die kürzesten Pulse emittiert. Bei einer Erhöhung als auch Erniedrigung der Leistung nimmt die Pulsbreite bis zum instabilen Betrieb des Lasers (400 mW) zu. Unterhalb dieser

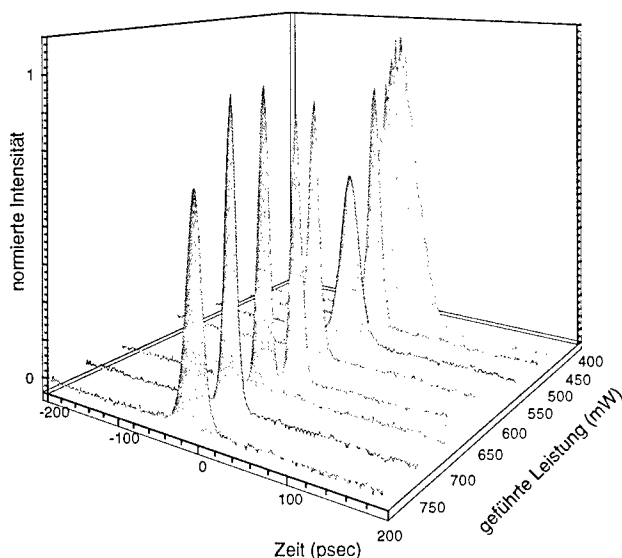


Abb. 6.8 Abhängigkeit der Pulsform von der geführten Leistung in der Faser (auf die Intensität des maximalen Pulses (= 1) normiert)

geführten Leistung ist kein selbststabilisierender Pulsbetrieb des APM-Lasers möglich. Eine Erhöhung der geführten Leistung über 750 mW zerstört die Faser.

Als weitere experimentelle Variante des APM-Lasers wurde der externe Resonator nur über den internen Strahlteiler an den Hauptresonator angekoppelt. Durch diese Vorgehensweise wurde der Verlust, der in der *P-Konfiguration* auftrat, vermieden. Die Anordnung dieses Lasers wird als *Q-Konfiguration* definiert. Dieses System wurde wie die P-Konfiguration mit einer Stabilisierung der mittleren Leistung konzipiert.

6.1.3 Q-KONFIGURATION

Die Abb. 6.9 stellt den experimentellen Aufbau des APM-Lasers in der *Q-Konfiguration* dar. In der schematischen Darstellung wurde die vorhandene Leistungsstabilisierung nicht berücksichtigt.

Der Auskoppelspiegel besitzt einen Reflexionsgrad von 86 %, der Auskoppelgrad des internen Stahlteilers beträgt 4 %. Das Längenverhältnis vom Hauptresonator zum externen Resonator beträgt 1 : 4. Dieser Laser emittiert Pulse der zeitlichen Breite von 12 ps mit einer Repetitionsrate von 84 MHz. Der

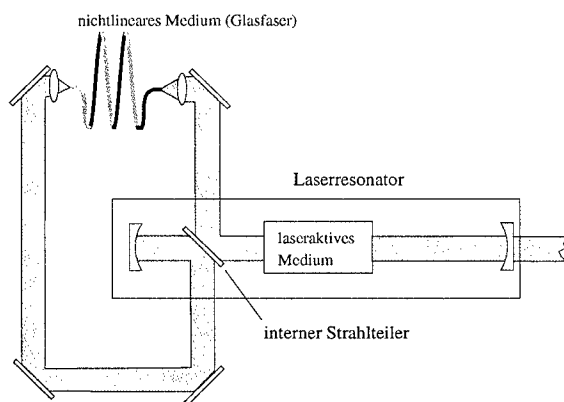


Abb. 6.9 Experimenteller Aufbau des APM-Lasers in der *Q-Konfiguration*

Kapitel 6. Experimentelle Ergebnisse

Pulsbetrieb ist ohne Leistungsstabilisierung über eine Stunde, mit der Stabilisierung über sechs Stunden störungsfrei beobachtbar. Die mittlere Ausgangsleistung des Lasers beträgt 6 Watt. Die geführte Mindestleistung zum Pulsbetrieb beträgt 500 mW. In Abb. 6.10 ist die Autokorrelationsmessung des Pulses dieses Lasers einem Puls aus einem aktiv modengekoppelten Laser gegenübergestellt. Durch die passive Phasenkopplung mit dem Additive-Pulse Mode Locking wird die Pulsbreite gegenüber der aktiven Phasenkopplung um den Faktor sieben verkürzt.

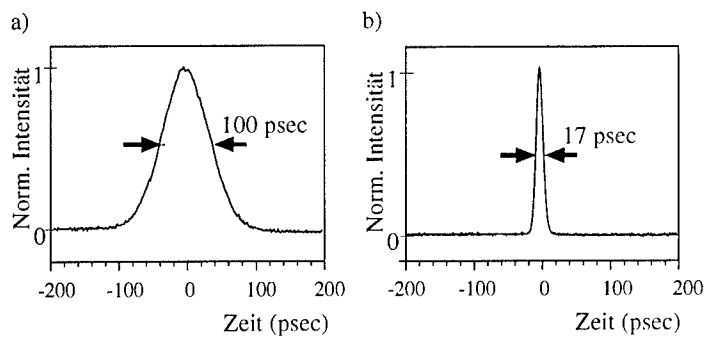


Abb.6.10 Autokorrelationsprofile a) aktiv modengekoppelter Nd:YAG-Laser
b) passiv modengekoppelter APM-Nd:YAG-Laser

Neben der Pulsabhängigkeit von der geführten Leistung (Abb. 6.8) und von der Verstimmung der Resonatoren (Abb. 6.7) ist das spektrale Verhalten der Pulse in Abhängigkeit von der Resonatorenverstimmung von Interesse. Die Abb. 6.11 skizziert diesen Zusammenhang. Die Zentralwellenlänge verändert sich leicht. Um dieses zu verdeutlichen, sind in Abb. 6.12 die Maxima der Verteilungen aus Abb. 6.11 gegenüber der Resonatorverstimmung aufgetragen. Innerhalb der Meßungenauigkeit des Monochromators ergibt sich eine Verschiebung der Zentralwellenlänge von 0,048 nm pro Millimeter Resonatorverstimmung. Dieses

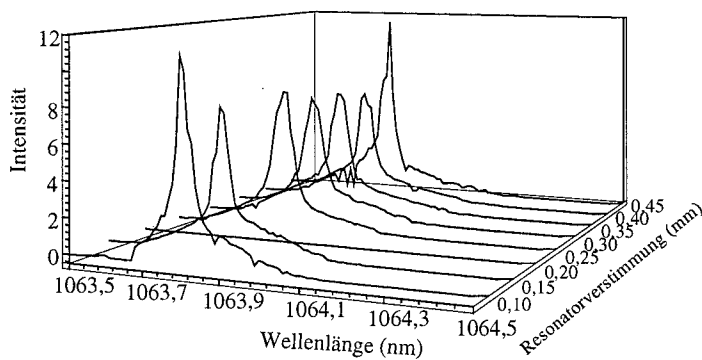


Abb. 6.11 Abhängigkeit der Wellenlänge von der Resonatorverstimmung

Ergebnis stimmt mit den experimentellen Beobachtungen und dem numerischen Modell von Haus et al. [87] überein. Das exakte Übereinstimmen der Resonatorlängen kann experimentell nicht festgelegt werden, deswegen

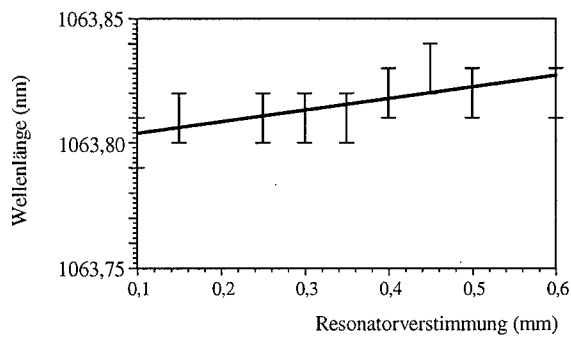


Abb. 6.12 Veränderung der Zentralwellenlänge mit einer Resonatorverstimmung

entspricht die Beschriftung der Achse der Resonatorverstimmung in Abb. 6.11 dem Aufdruck der Mikrometerschraube.

In der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulation wurde der Effekt der Selbststabilisierung auf die Veränderung des Brechungs-

indexes des verstärkenden Mediums über Änderungen der Intensität im Hauptresonator zurückgeführt. Mit einem richtungsempfindlichen Mach-Zehnder-Interferometer wurde versucht, die Änderung des linearen Brechungsindex in Abhängigkeit von einer Störung nachzuweisen. Ein Arm des Interferometers, der Meßarm, wird durch das laseraktive Medium geführt. Der nichtlineare Resonator steht nicht in Verbindung mit dem Interferometer. Wird die Länge des externen Resonators mit Hilfe eines Piezotranslators periodisch moduliert, so resultiert aus dieser Störung eine Intensitätsmodulation im Hauptresonator und damit auch eine Modulation des linearen Brechungsindex des aktiven Mediums. Die Modulationsfrequenz dieser Störung macht sich im Interferometersignal bemerkbar. Das Interferometersignal wurde mit zwei unterschiedlichen Methoden ausgewertet. Zum einen wird das Fourier-

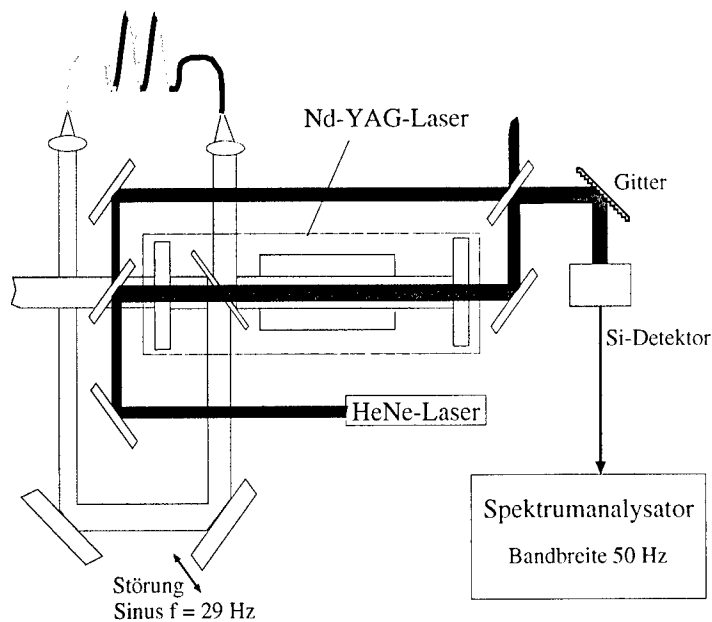


Abb. 6.13 Experimentelle Anordnung zur Interferometermessung am APM-Laser

transformierte Signal im Frequenzraum betrachtet und zum anderen werden die Interferenzmodulationen als Wegstrecke ausgewertet. Die Ortsauflösung des Interferometers beträgt $\lambda/2$, der für den Interferometeraufbau benutzte Laser ist ein HeNe-Laser mit der Wellenlänge von 632 nm. Die Auflösung kann durch den elektronischen Phasenvergleich der zwei Signale des Interferometers auf $\lambda/4$ verbessert werden. Die Abb. 6.13 zeigt den experimentellen Aufbau der Messung einer Längenänderung des aktiven Mediums im APM-Laser mit Hilfe eines HeNe-Interferometers und eines Spektrumanalysators. Eine entsprechende Messung ist in Abb. 6.14 zu sehen. Während ohne Modulation des externen Resonators ein Spektrum entsprechend Abb. 6.14 a) zu beobachten ist, ergibt sich mit einer Modulation von 29 Hz das Spektrum unter b). Die Modulationsfrequenz der Störung ist im Spektrum des Interferometers deutlich zu erkennen. Um zu überprüfen, ob sich die Modulation in anderer Weise als über den Brechungsindex im Spektrum bemerkbar macht, wurde der externe Resonator moduliert und dann vom internen Resonator abgekoppelt. Das Ergebnis dieser Messung ist identisch mit der Messung in Abb. 6.14 a), d.h. die Modulation wirkt über den angekoppelten Resonator. Durch diese qualitativen Messungen wird die Annahme, daß der Effekt der Selbststabilisierung im aktiven Medium stattfindet, bestätigt.

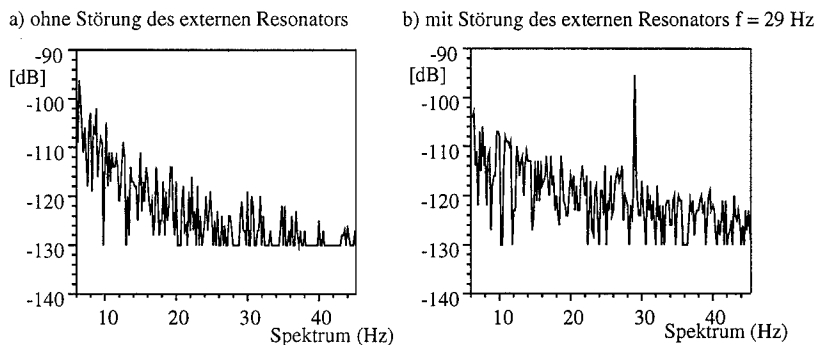


Abb. 6.14 Spektren des Interferometers a) ohne Störung b) mit Störung

Eine weitere Auswertung der Messung mit dem Interferometer besteht in der elektronischen Zählung der Interferenzstreifen. Die Abb. 6.15 skizziert den zu Abb. 6.13 modifizierten Aufbau. Die zwei Signale des Interferometers werden verstärkt und zu Rechteckimpulsen umgewandelt. Durch die elektronische Gleichrichtung und den elektronischen Phasenvergleich wird die Auflösung des Interferometers verdoppelt. Durch den Phasenvergleich erhält man eine Richtungsinformation, in dieser Anordnung eine Information über das

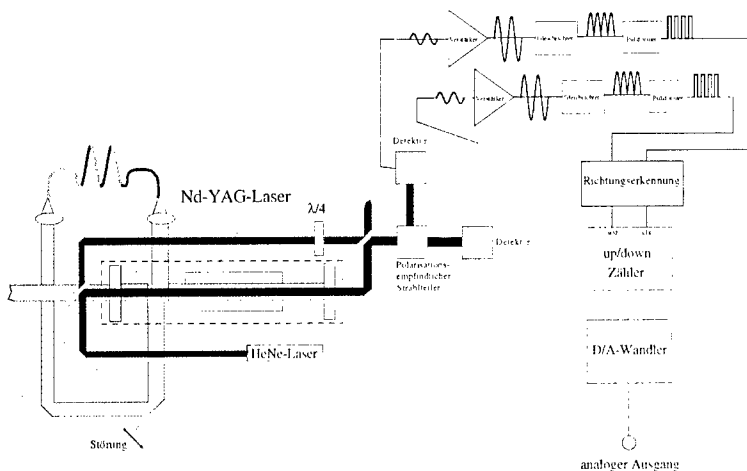


Abb. 6.15 Interferometeraufbau zur Messung einer Störung

Vorzeichen der Längenänderung $\Delta l/l$ des laseraktiven Materials. Die Rechtecksignale werden über einen Zähler mit einem Digital/Analogwandler ausgewertet. Das analoge Signal ist direkt proportional zu einer Längenänderung im aktiven Medium. Die Störung wird in diesem Fall von Hand mechanisch eingebracht. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 6.16 dargestellt. In den Bereichen „Störung“ wird der externe Resonator gegenüber dem internen Resonator verstimmt. Deutlich zu erkennen ist eine Reaktion des laseraktiven Mediums auf diese Verstimmung. Auf Grund von Störungen im Interferometersignal arbeitet die phasenabhängige Richtungserkennung des

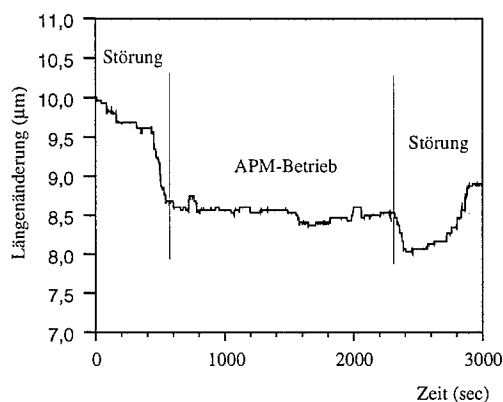


Abb. 6.16 *Längenänderung des laseraktiven Mediums bei einer Störung*

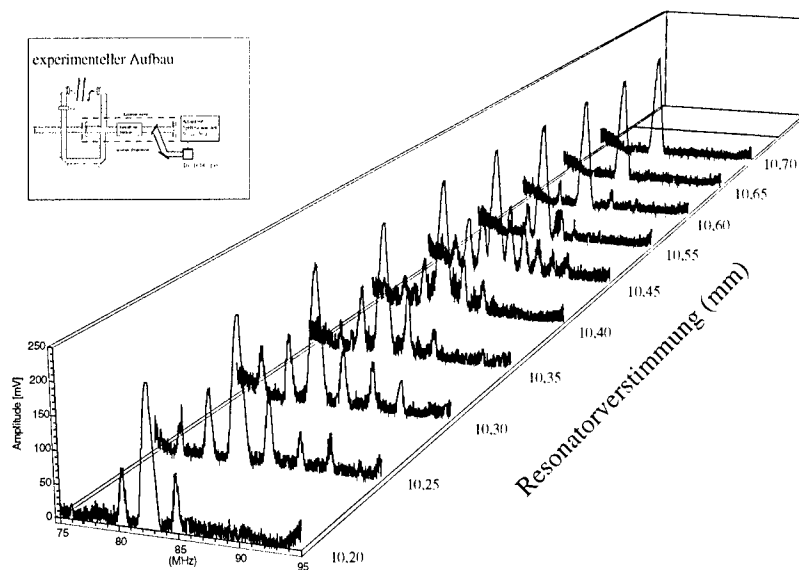
Zählers nur unzuverlässig, die Zählrichtung korreliert nicht eindeutig mit dem Vorzeichen der Längenänderung. Die Messung in Abb. 6.16 ist deshalb nur qualitativ zu werten.

Mit einer Intensitätsänderung im aktiven Medium ist eine Temperaturänderung verbunden. Die Messung dieser Temperaturänderung in einem Entladungslampen-gepumpten APM-Laser ist auf Grund der hohen Abwärme und der großen elektrischen Ströme der Entladungslampe nicht möglich. Entsprechende Messungen wurden an einem halbleiterlaser-gepumpten APM-Laser vorgenommen. Diese Messungen werden in Kap. 6.2 vorgestellt.

Neben der Betrachtung der Resonatorverstimmung, wie sie auch an der P-Konfiguration vorgenommen wurde (vgl. Abb. 6.7), sind an der Q-Konfiguration Fourieranalysen von Messungen im Zeitbereich mit einer schnellen Diode bei Verstimmung der Resonatoren durchgeführt worden. Die Verstimmung der Resonatoren erfolgte mechanisch mit Hilfe eines Verschiebetisches. Das Ergebnis der Messungen ist in der Abb. 6.17 aufgetragen. Da eine Ermittlung von exakt angepaßten Resonatoren nur schwer möglich ist, wird die Skalierung der Resonatorverstimmung entsprechend der Mikrometereinstellung des Verschiebetisches vorgenommen. Fallende Werte der

Kapitel 6. Experimentelle Ergebnisse

Verstimmung bedeuten hier eine steigende Dejustage der Resonatoren. Im Frequenzbild ist gut zu erkennen, daß bei größeren Verstimmungen Seitenbänder des Pulses erscheinen. Die Anzahl der Seitenbänder nimmt mit steigender Verstimmung zu. Diese Seitenbänder bedeuten im Zeitbereich eine Oszillation



der Pulsenergie. Diese Oszillation der Pulsenergie wurde im Zeitbereich bestimmt. Der experimentelle Aufbau dieser Energiemessung ist in Abb. 6.18 skizziert. Die Energie eines Pulses wird mit einer Diode detektiert. Die Anstiegszeit der Photodiode beträgt 1 ns und ist damit bedeutend länger als die zeitliche Pulsbreite, aber erheblich kürzer als der Pulsabstand. Die Diode mißt dann die Pulsenergie. Die Diode muß mit einem Meßgerät im Takt der Pulse ausgelesen werden. Um dies zu realisieren, wird der Puls mit einer zweiten Photodiode detektiert, dieses Signal wird mit Hochfrequenzverstärkern verstärkt und dient dann als Taktsignal für einen A/D-Wandler. Der A/D-Wandler ist Bestandteil eines digitalen Oszilloskopes (LeCroy 9600), bei

dem die Möglichkeit der externen Taktung des eingebauten A/D-Wandlers besteht. Der Taktpuls wird mit einer elektrischen Verzögerungsstrecke soweit verzögert, daß er zeitlich kurz vor dem Signalpuls am Oszilloskop ankommt. Dies gewährleistet die optimale Messung der Energie der Pulse. In Abb. 6.19 ist die zeitliche Abfolge von Trigger- und Signalpuls aufgetragen. Der obere Graph repräsentiert den Triggerpuls, der untere

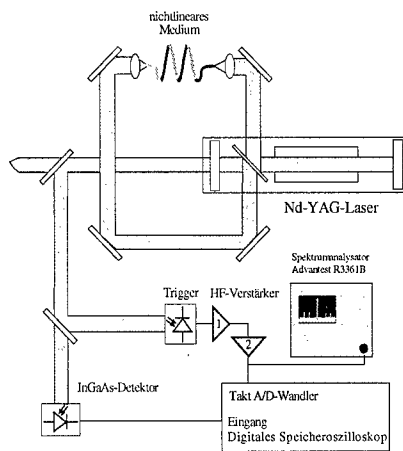


Abb. 6.17 Experimenteller Aufbau zur Pulsenergiemessung

den Signalpuls. Das Resultat einer Messung der Pulsenergien ist in Abb. 6.20 dargestellt. Die Energie von 500 Pulsen ist hier aufgetragen. Die Oszillation der Pulsenergie ist deutlich zu sehen. Die Zunahme der Maximalwerte der Energie ist als eine Zunahme der mittleren Ausgangsleistung zu interpretieren. Durch die oben beschriebene Meßmethode wird ein exakter Meßzeitpunkt der Energie des Pulses definiert. Diese Definiti-

on des Zeitpunktes geht bei anderen Meßverfahren, z.B. der Triggerung des Oszilloskopes durch eine externe Signalquelle, verloren. Das Ergebnis der Messung in Abb. 6.20 stimmt mit numerisch ermittelten Daten überein (vgl. Abb. 5.10). In dem Modell wird die Oszillation der

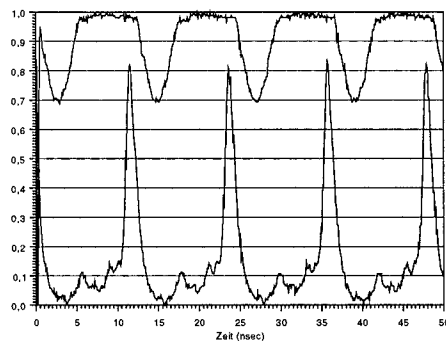


Abb. 6.19 Signal- und Triggerpuls

Pulsenergie als Zusammenspiel der durch die Verstimmung der Resonatoren definierten unterschiedlichen Güten und der dynamischen Verstärkung im aktiven Medium interpretiert. Der Effekt der Selbststabilisierung findet auch hier statt, trägt aber auf Grund der groben Verstimmung der Resonatoren nicht zur Dämpfung der Oszillationen bei. Abb. 6.21 zeigt die entsprechende Messung im Frequenzraum. Die Oszillation der Pulsenergie im Zeitraum wird im Frequenzraum

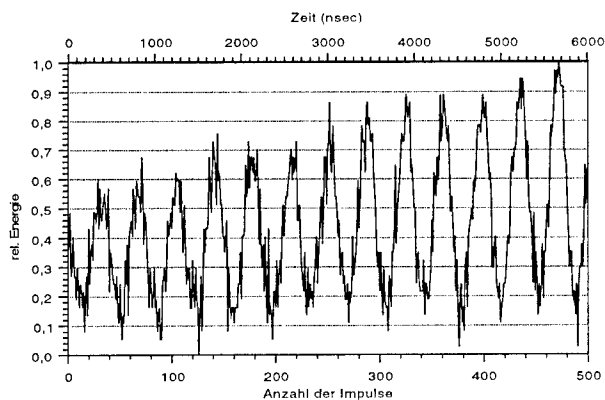


Abb. 6.20 Oszillation der Pulsenergie

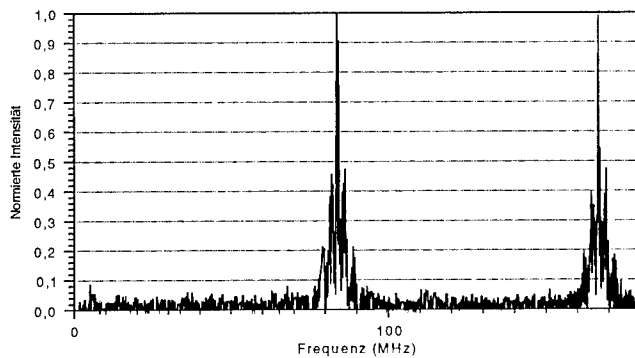


Abb. 6.21 Seitenbänder des Pulses

durch Seitenbänder der Wiederholfrequenz des Pulses sichtbar. Äquivalent zu Abb. 6.17 wurde die Entwicklung

der Pulsenergie in Abhängigkeit von der Resonatorverstimmung bestimmt. Diese Messung ist in Abb. 6.22 dargestellt. Die Messungen in den Abb. 6.21 und 6.22 wurden ohne Leistungsstabilisierung im Resonator vorgenommen. Die Angabe der Resonatorverstimmung in dieser Abbildung orientiert sich an der Einstellung einer Mikrometerschraube und korrespondiert nicht mit der absoluten Resonatorverstimmung. Bei dem Startpunkt der Messung (0.0 mm Resonatorverstimmung) sind die beiden Resonatoren bereits nicht mehr optimal angepaßt. Wird der externe Resonator weiter verstimmt, kommt es zuerst zu periodischen unsymmetrischen Störungen, die bei weiterer Verstimmung in Oszillationen der Pulsenergie übergehen. Wie aus der Abb. 6.22 zu erkennen ist, stellt sich ein Mittelwert der Energie und somit eine mittlere Leistung in Abhängigkeit der Resonatorverstimmung ein. Diese Beobachtung stimmt mit der numerischen Simulation überein.

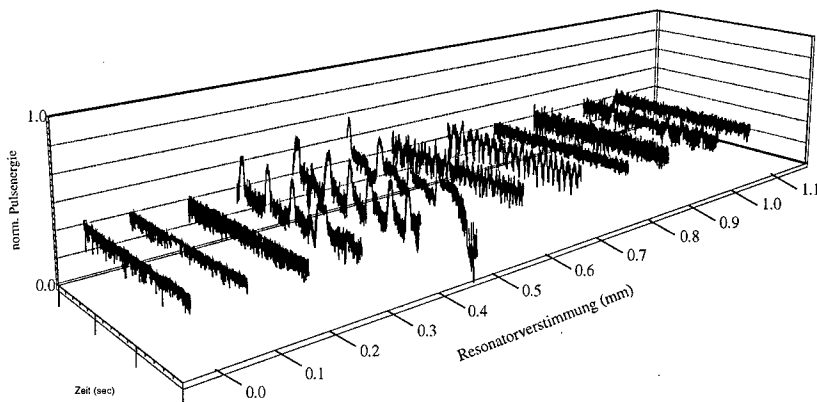


Abb. 6.22 Pulsenergien in Abhängigkeit der Resonatorverstimmung

Ein weiteres Verhalten ist aus der numerischen Simulation, die in Abb. 6.23 wiedergegeben ist, zu erkennen. In der Abbildung ist die Entwicklung der Pulsenergie über der Zeit im rechten und linken Zweig des APM-Lasers der *Q-Konfiguration* zu sehen. Die Energie in den beiden Zweigen baut sich aus dem Rauschen auf und stabilisiert sich. Nach ca. 18 μ s ist eine Oszillation der Pulse-

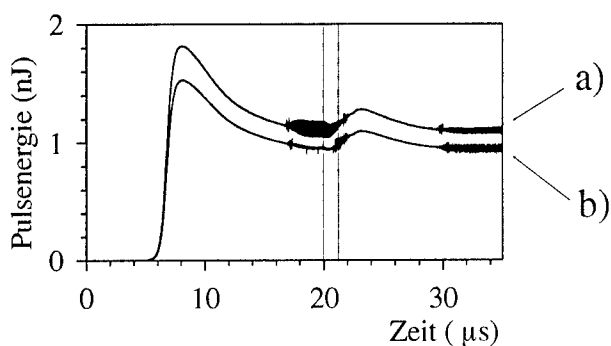


Abb. 6.23 Numerische Entwicklung der Pulsenergie a) für Pulse aus dem linken Zweig des externen Resonators, b) für Pulse aus dem rechten Zweig

nergie zu beobachten. Diese Oszillation unterscheidet sich wesentlich von den o.g. Oszillationen. Im Gegensatz zu einer sich vergleichsweise langsam und kontinuierlich ändernden Energie wie in den Abbn. 6.20 und 6.22 nimmt die Energie von Puls zu Puls nur zwei Zustände an.

In der Simulation wird der Längenunterschied zwischen den Resonatoren geändert. Nach dieser Änderung stabilisiert sich zuerst die Energie in den beiden Resonatorzweigen, um dann nach einer Gesamtentwicklungszeit von ca. 30 μs wieder instabil zu werden. An passiven Ringresonatoren wurde dieses bistabile Verhalten bereits 1979 von K. Ikeda [95] numerisch hergeleitet und 1995 experimentell nachgewiesen [96]. Das abwechselnde Auftreten von zwei Energiewerten wird als Vorstufe für ein chaotisches Verhalten gewertet. Im Frequenzbild erscheint dieses Verhalten als Periodenzeitverdopplung. Wird die geführte Leistung in den beiden Zweigen des APM-Lasers in der *Q-Konfiguration* auf 700 mW erhöht, so kann die inverse Periodenverdopplung beobachtet werden. Die Abb. 6.24 zeigt eine fouriertransformierte Zeitmessung, in der die inverse Periodenverdopplung gut zu erkennen ist. Ein Laser in dieser Anordnung zeigt bei geeigneter Parameterwahl chaotisches Verhalten. In dieser Arbeit soll aber eine

weitergehende Betrachtungen von chaotischem Verhalten nicht durchgeführt werden. Weitergehende Untersuchungen in Bezug auf chaotisches Verhalten wurden z.B. experimentell von Mitschke et al. [97] und theoretisch von Herrmann et al. [98] vorgenommen.

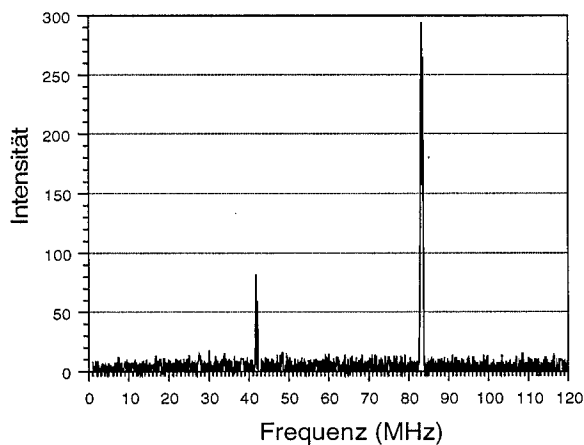


Abb. 6.24 *Inverse Periodenverdopplung am APM-Laser*

Der Entladungslampen-gepumpte APM-Nd:YAG-Laser besitzt in den drei vorgestellten Konfigurationen den Nachteil von Schwankungen der mittleren Ausgangsleistung. Um diese Schwankungen zu vermeiden, wurde eine Leistungsstabilisierung in den Konfigurationen implementiert (vgl. Abb. 6.5). Die Entladungslampe stellt eine breitbandige, nichtkohärente Strahlungsquelle dar, die Effizienz des Pumpvorganges ist kleiner als 1 %. Die meiste zugeführte Energie der Entladungslampe wird in der Pumpkammer als Wärme abgeführt. In der notwendigen Kühlung der Pumpkammer und der spektral breitbandigen Emission der Pumpquelle liegen die Ursachen der Leistungsschwankungen. Mit Hilfe einer Lichtquelle, die schmalbandiges Licht auf der Wellenlänge eines Absorptionsmaximums von Nd:YAG emittiert, läßt sich der Pumpvorgang effizienter gestalten. Solche Strahlungsquellen sind in Form von Halbleiterlaserdioden in

den letzten Jahren entwickelt worden. Das nächste Kapitel beschreibt einen halbleiterdioden-gepumpten APM-Laser in der *Q-Konfiguration*.

6.2 HALBLEITERLASER-GEPUMPTER APM-ND:YAG-LASER

Die Entwicklung leistungsstarker Halbleiterlaser im Spektralbereich um 820 nm in den letzten Jahren eröffnet die Möglichkeit, diese als Pumpquellen für Fest-

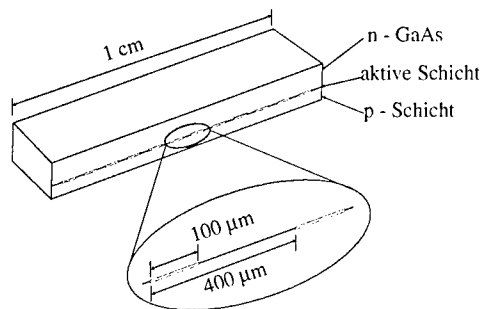


Abb. 6.25 Laserdiodenzeile

körperlaser einzusetzen. Leistungsstarke Halbleiterlaser bestehen aus einer Anzahl von einzelnen Laserdioden, die eindimensional in einer Linie oder auch zweidimensional in einer Ebene angeordnet sind. Die Abb. 6.25 zeigt schematisch den Aufbau einer eindimensionalen Diodenzeile. Die einzelnen Dioden sind im Ab-

stand von 400 μm in der Zeile angeordnet. Die Breite der Dioden ist 100 μm, die Höhe beträgt nur einige μm. In der hier verwendeten Laserdiode sind 24 Einzeldioden zu einer Zeile angeordnet. Diese Einzeldioden besitzen mehrere Emissionszentren, im englischen Sprachgebrauch als Multi-Stripe-Emitter bezeichnet. Die Ausdehnung der aktiven Fläche bei den Hochleistungslaserdioden ist durch die Verwendung der vielen Einzeldioden breit; bei den in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden beträgt diese Breite 1 cm. Auf Grund der großen Ausdehnung der aktiven Fläche und der divergenten Strahlung der einzelnen Laserdioden ist die Einkopplung der Pumpleistung in die Stirnfläche des laseraktiven Materials nicht trivial.

6.2.1 LASERDIODENEINKOPPLUNG

Bei den hier zugrunde liegenden Experimenten wurden Laserstäbe der Länge von 80 mm und einem Durchmesser von 4 mm verwendet. Zwei prinzipiell verschiedene Möglichkeiten sind gegeben, um eine effiziente Einkopplung zu gewährleisten. Die eine Möglichkeit besteht in der Strahlformung aller emittierenden Dioden mit einer vor der Laserdiodenzeile montierten Optik. Eine einfache und effiziente Optik wurde von W. Clarkson et al. [99] vorgestellt. Bei dieser Strahlformoptik werden zwei hochverspiegelte Glasplatten parallel mit geringem Abstand zueinander angeordnet. Die beiden Spiegel besitzen in der Spiegelebene einen Versatz sowohl in x- als auch in y-Richtung. Die Strahlung der Laserdioden wird unter einem Winkel zur Spiegelnormalen eingekoppelt. Mit dieser Anordnung ist es möglich, über 85 % der optischen Leistung aus den Laserdioden in den Laserstab einzukoppeln. Bei der zweiten prinzipiellen Methode der Ankopplung der Dioden an den Laserstab wird an jeder einzelnen Laserdiode der

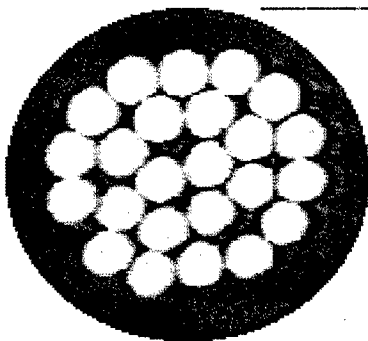


Abb. 6.26 CCD-Kameraaufnahme des Faserbündels der Laserdiode

Zeile eine Glasfaser angeschweißt. Die einzelnen Fasern werden zu einem Faserbündel zusammengefaßt. Der Durchmesser des Faserbündels bei der in dieser Arbeit verwendeten Laserdiode beträgt 400 μm . In Abb. 6.26 ist eine Aufnahme der Stirnfläche des Faserbündels wiedergegeben. Die Aufnahme wurde bei schwacher Emission der Laserdioden mit einer CCD-Kamera durchgeführt. Gut zu erkennen sind die 24 einzelnen Faserbündel. Die

Laserdiodenzeile muß im Betrieb auf einen Kühlkörper montiert werden, der eine ausreichende Kühlleistung besitzt, um die entstehende Verlustwärme der Dioden abzuleiten. Im Betrieb einer Diodenzeile mit 20 W optischer Leistung entsteht

ein elektrischer Verlust von ca. 100 Watt, der in Form von Wärme von der Diodenzeile abgegeben wird. In dieser Arbeit wurde zum optischen Pumpen des Nd:YAG-Lasers eine Diodenzeile mit Faserkopplung benutzt. In einer derartigen Konfiguration ist es möglich, das Kühlaggregat räumlich vom Laser zu trennen. Mechanische Störungen, die aus der Kühlung resultieren, können den APM-Laser-Betrieb nicht beeinflussen. Bei der Einkopplung der Pumpstrahlung in den Laserstab entsteht ebenfalls ein Verlust. Dieser Verlust erwärmt die Pumpkammer, so daß auch diese gekühlt werden muß. Die Kühlung erfolgt durch Peltierelemente in Verbindung mit einem Lüfter. Die Temperatur der Pumpkammer wird durch eine Regelelektronik auf eine konstante Temperatur von 32 °C gehalten. Der Laserdioden-gepumpte APM-Nd:YAG-Laser ist im Vergleich zum Entladungslampen-gepumpten Laser wesentlich kompakter aufgebaut.

6.2.2 Aufbau und Resultate des HL-APM-Nd:YAG-Lasers

Die optische Länge des Resonators des Laserdioden-gepumpten APM-Nd:YAG-Lasers (HL-APM-Laser) beträgt 30 cm, der Nd:YAG-Laserstab ist 80 mm lang.

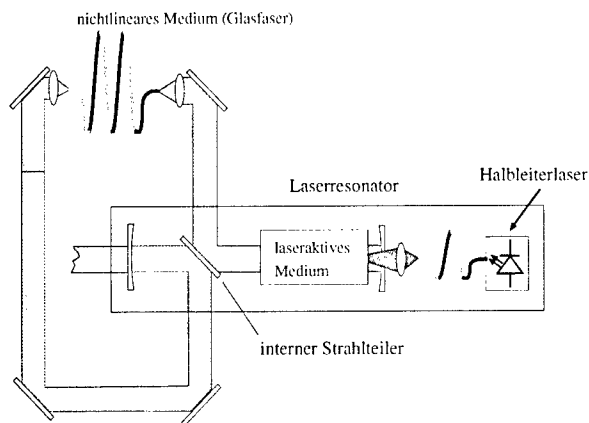


Abb. 6.27 Halbleiterlaser gepumpter APM-Nd:YAG-Laser

Kapitel 6. Experimentelle Ergebnisse

d.h. der Resonator des HL-APM-Laser besitzt eine bauliche Länge von 24 cm. Der Nd:YAG-Stab ist direkt in einer Kupfer-Pumpkammer montiert und wird durch Peltierelemente gekühlt. Der Nd:YAG-Stab ist an einem Ende plan geschliffen und optisch vergütet, hochreflektierend für die Laserwellenlänge von 1064 nm und hochtransmittierend für die Pumpwellenlänge (810 nm). Das andere Ende des Stabes ist unter einem Winkel von 5° angeschliffen und hochtransmittierend für die Laserwellenlänge vergütet. Der Laserstab wird von der Stirnfläche optisch gepumpt. Der HL-APM-Laser wurde in der *Q-Konfiguration* realisiert. Der Reflexionsgrad des internen Strahlteilers beträgt 10 %, der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels 1 %. In Abb. 6.27 ist der experimentelle Aufbau des HL-APM-Lasers zu sehen.

Das Längenverhältnis vom Hauptresonator zum externen Resonator ist 1 : 4, die Glasfaser ist ca. 70 cm lang. Die geführte Leistung im linken und rechten Zweig des externen Resonators betrug 500 mW. In dieser Konfiguration wurde selbst-stabilisierender Pulsbetrieb über mehrere Stunden erreicht. Die Fourier-Transformation des Impulszuges ist in der Abb. 6.28 dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich, ist die Wiederholrate des Laser 480 MHz. Die Autokorrelationsbreite des HL-APM-Nd:YAG beträgt 5,6 ps. Ein Vergleich der Autokorrelationen vom Entladungslampen-gepumpten APM-Laser und vom Laserdioden-gepumpten APM-Laser ist in Abb. 6.29 dargestellt. Die mittlere Ausgangsleistung des Lasers betrug 200 mW.

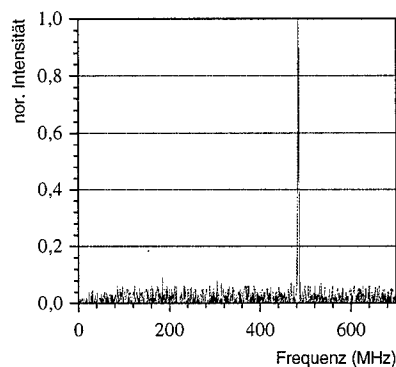


Abb. 6.28 *Fourier-Transformation des Impulszuges*

Äquivalent zum Entladungslampen-gepumpten APM-Laser wird auch für den Laserdioden-gepumpten APM-Laser die Abhängigkeit des Impulses von der Resonatorverstimmung bestimmt. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 6.30

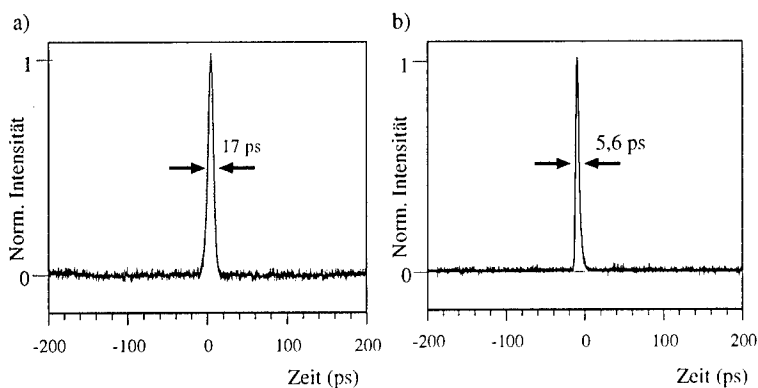


Abb. 6.29 Vergleich der Autokorrelationen a) entladungslampen-gepumpter APM-Laser
b) halbleiterlaser-gepumpter APM-Laser

dargestellt. Die Resonatoren dieses Lasers lassen sich um 0,6 mm verstimmen, ohne daß der Impulsbetrieb zusammenbricht. In Abb. 6.31 wird die Abhängigkeit des Impulsbetriebes von der Länge des nichtlinearen Mediums, der Glasfaser,

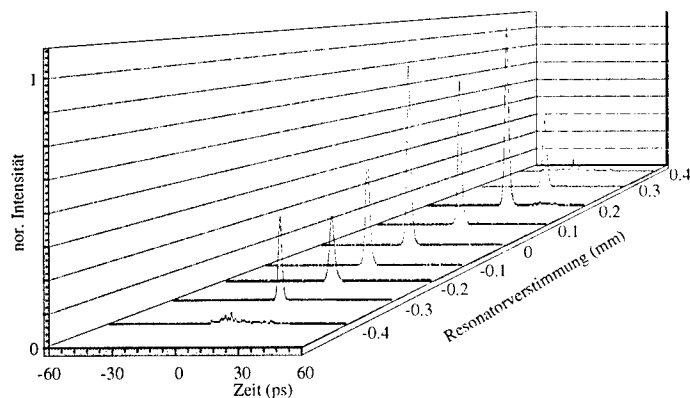


Abb. 6.30 Impulsbetrieb in Abhängigkeit von der Resonatorverstimmung

aufgezeigt. In dem untersuchten Bereich der Faserlänge von 30 bis 65 cm ist der Laser selbststabilisierend. In dieser Konfiguration des Lasers, geführte Leistung in beiden Zweigen des externen Resonators ca. 500 mW, ist die Impulsbreite bei einer Faserlänge von ca. 50 cm am kürzesten. Sowohl bei Abnahme als auch bei Zunahme der Faserlänge wird die Impulsbreite, wie aus Abb. 6.31 ersichtlich, größer.

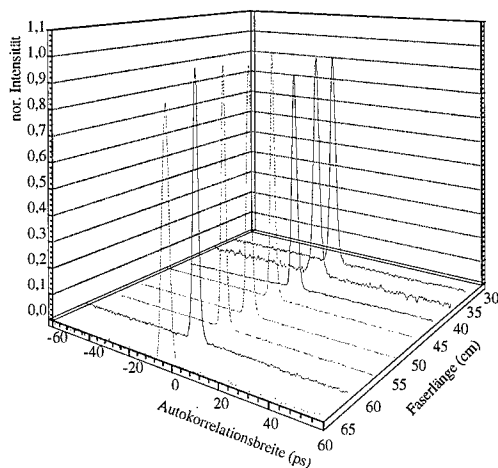


Abb. 6.31 Impulsbetrieb in Abhängigkeit der Faserlänge

In dem numerischen Modell wird bei der Beschreibung der Selbststabilisierung von einem intensitätsabhängigen Brechungsindex des aktiven Mediums ausgegangen. Mit einer Intensitätsänderung im Medium ist eine Temperaturänderung verbunden. Durch einen Temperatursensor, der direkt an dem Laserstab montiert wurde, kann diese Temperaturänderung bei dem APM-Laser bestimmt werden. Die Abb. 6.32 zeigt den experimentellen Aufbau dieser Messung.

Die Intensität im Resonator wurde durch Dejustage des Auskoppelspiegels variiert. In der Abb. 6.33 ist die Temperatur am Laserstab über die Zeit aufgetragen. Während der Messung wurde der Resonator nach 12 s unterbrochen und nach 50 s wieder freigegeben. Durch die Unterbrechung wird die gesamte Pumpleistung als Verlust und nicht als Laserstrahlung im aktiven Medium abgeführt. Dies hat eine Temperaturerhöhung des Laserstabes zur Folge. Im weiteren Verlauf der Messung wurde die Ausgangsleistung des

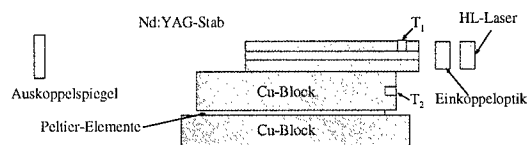
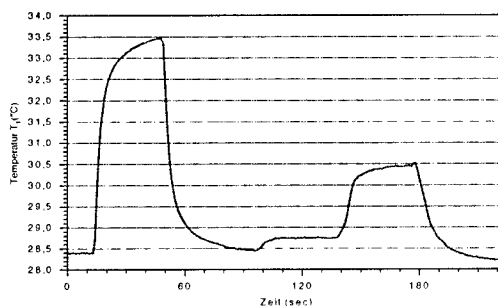


Abb. 6.32 Experimenteller Aufbau zur Temperaturmessung am Nd:YAG-Stab

Kapitel 6. Experimentelle Ergebnisse

Laser nach 100 sec von 3,4 W auf 3,0 W reduziert, nach 140 sec von 3,0 W auf 2,0 W und nach 180 sec wurde die Ausgangsleistung wieder auf 3,4 W erhöht.

Die Abb. 6.33 zeigt deutlich, wie die Temperatur des Laserstabes den Intensitätsschwankungen folgt. Die Temperaturänderung in Abhängigkeit eines Verlustes ist in der Abb. 6.34 dargestellt. Der Verlust wird



in der Grafik durch die Abb. 6.33 *Temperaturmessung am Nd:YAG-Stab*

mittlere Ausgangsleistung

charakterisiert, fallende Ausgangsleistung bedeutet in diesem Fall steigender Verlust. Mit steigendem Verlust steigt die Temperatur im aktiven Medium. Diese Messungen und die Messungen, dargestellt in den Abb. 6.14 und 6.16, bestätigen

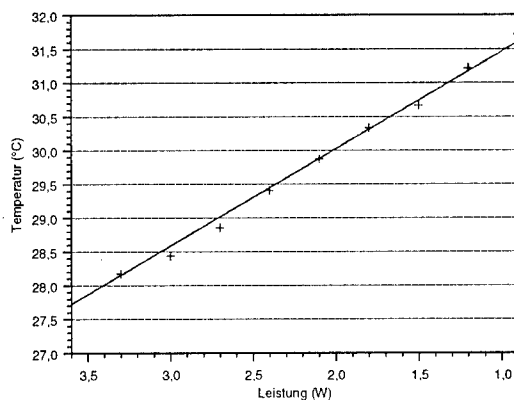


Abb. 6.34 Temperaturänderung in Abhängigkeit eines Verlustes

den Ansatz eines intensitätsabhängigen Brechungsindex in der numerischen Simulation.

Ein weiterer Ansatz zur Erklärung der Selbststabilisierung ergibt sich aus der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex der Glasfaser. Bei einer

Störung in der Kopplung der Resonatoren reagiert der APM-Laser mit einer Schwankung der Laserintensität. Diese Schwankung der Intensität führt in der Faser zu einer Temperaturänderung. Durch den temperaturabhängigen Brechungsindex der Glasfaser und der damit verbundenen Phasenschiebung eines Impulses in der Faser wird eine Störung kompensiert. Temperaturmessungen an der Faser konnten diesen Ansatz der Erklärung der Selbststabilisierung nicht erhärten.

In Abb. 6.35 ist das Startverhalten und die mittlere Ausgangsleistung im eingeschwungenen Zustand des HL-APM-Lasers zu sehen. In dieser Messung betrug der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels 98,3 %, der Reflexionsgrad des

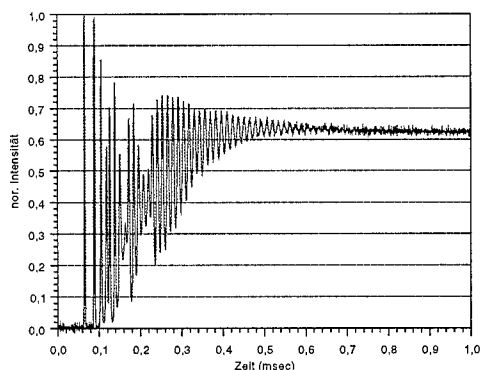


Abb. 6.35 *Der Einschaltvorgang des HL-APM-Lasers*

internen Strahlteilers 10 %. Die Relaxationsschwingungen des HL-APM-Lasers sind deutlich zu erkennen. Aus den Messungen der Relaxationsschwingungen kann die Relaxationsfrequenz und die Abklingkonstante bestimmt werden. Diese Werte und der Vergleich der gemessenen Relaxationsschwingungen mit den numerischen Relaxationsschwingungen (z.B. Abb. 5.3b) werden im numerischen Modell zur Anpassung der Simulation verwendet.

Der HL-APM-Laser stellt gegenüber den Entladungslampen-gepumpten APM-Laser eine gute Alternative dar. Die Schwankungen der mittleren

Kapitel 6. Experimentelle Ergebnisse

Ausgangsleistung sind gering, die Wiederholrate der Pulse ist hoch und dieser Laser besitzt eine sehr kompakte Bauweise.

7 ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit werden Laser vorgestellt, die nach dem Prinzip der Additiven-Puls Modenkopplung phasengekoppelt sind. Die verschiedenen Konfigurationen werden in Abhängigkeit von Betriebsparametern untersucht und die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Der erstmals über einen längeren Zeitraum beobachtete selbststabilisierende Betrieb eines APM-Lasers (in der *P*- und auch in der *Q*-Konfiguration) wird durch ein numerisches Modell erklärt und durch experimentelle Untersuchungen bestätigt.

Der APM-Laser besteht aus einem Hauptresonator mit dem laseraktiven Medium und einem externen Resonator mit dem nichtlinearen Medium. Als laseraktives Medium wird Nd:YAG verwendet. Nach einer kurzen Darstellung der Materialeigenschaften des aktiven Mediums wird, ausgehend von den Ratengleichungen eines Vier-Niveau-Lasers, die Photonendichte im Laserresonator und die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus hergeleitet. Die Relationen stellen die Grundlage für die numerische Simulation der Verstärkung des Laserlichts im aktiven Medium dar. Kapitel 3 beschäftigt sich zunächst mit dem Glasfaseraufbau und der Lichtleitung in einer Glasfaser. Die Kenntnis sowohl der linearen Eigenschaften der Faser wie die Dispersion und Absorption als auch der nichtlinearen Eigenschaften sind zur Beschreibung des APM-Lasers notwendig. Die Grundlagen der nichtlinearen Effekte wie die Selbstphasenmodulation, die Frequenzverdopplung und die Ramanstreuung sind in diesem Kapitel zu finden. Das Prinzip der Modenkopplung wird im Kapitel 4 besprochen. Ein Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Modenkopplung nach dem Prinzip des Additive-Pulse Mode Locking. Verschiedene Arten der experimentellen Realisierung von APM-Lasern werden hier vorgestellt. Zur vollständigen Beschreibung der APM-Laser in den verschiedenen Konfigurationen wird ein numerisches Modell entwickelt. Dieses Modell wird in Kapitel 5 vorgestellt. Das Modell beinhaltet sowohl die Vorgänge im laseraktiven Medium als auch die Effekte im nichtlinearen Medi-

um. Die numerische Berücksichtigung des laseraktiven Mediums findet durch die Simulation der Verstärkung und der Dispersion im Medium statt. Bei der numerischen Verstärkung kann dabei zwischen zwei Modellen gewählt werden. Das einfachere Modell beschreibt den Laser in der Startphase nur unzureichend, ist aber zur grundsätzlichen Beschreibung des APM-Lasers gut geeignet. Das aufwendigere Modell der Verstärkung, ausgehend von den Laserratengleichungen, beschreibt das dynamische Verhalten des Lasers bedeutend besser. Gerade die Startphase, inklusive der Relaxationsschwingungen des Lasers, wird gut dargestellt. Dieser Ansatz der Verstärkung gibt auch die Vorgänge bei einer Dejustage der beiden Resonatoren besser wieder. Die im Experiment beobachteten Oszillationen der Pulsenergie konnten im Modell verifiziert werden. Die beobachtete Selbststabilisierung des APM-Lasers in der *P*- und *Q*-Konfiguration wird durch den numerischen Ansatz eines temperaturabhängigen nichtresonanten Brechungsindex des laseraktiven Mediums beschrieben. Im nichtlinearen Medium, der Glasfaser, werden die Effekte der Gruppengeschwindigkeitsdispersion und der Selbstphasenmodulation berücksichtigt.

Die Vorstellung der experimentellen Ergebnisse erfolgt in Kapitel 6. Der APM-Laser in seiner ursprünglichen Konfiguration, der Fabry-Perot-Konfiguration, wird dargestellt. Dieser Laser basiert auf einer entladungslampengepumpten Nd:YAG-Laser an dem in linearer Anordnung eine Glasfaser als externer Resonator angekoppelt wurde. Dieser Laser arbeitet im APM-Betrieb. Zur Regelung der Länge des externen Resonators wurde die in der Glasfaser frequenzverdoppelte mittlere Laserleistung benutzt. Als eine Weiterentwicklung des APM-Lasers in der Fabry-Perot-Konfiguration wird der APM-Laser in der *P*-Konfiguration dargestellt. Der externe Resonator ist bei diesem Laser einseitig über einen im Hauptresonator angebrachten Strahlteiler angekoppelt. Die Rückkoppleffizienz vom externen zum internen Resonator ist bei diesem Laser größer als bei der FP-Konfiguration. Dieser Laser wurde sowohl mit als auch ohne eine Regelung der mittleren Leistung betrieben. In beiden Konfigurationen ist der Laser selbststabilisierend. In der leistungsgeregelten Version produziert der Laser

Kapitel 7. Zusammenfassung

stabile Pulse über einen Zeitraum von mehr als 6 Stunden. Die zeitliche Breite der Pulse ist dabei 12 ps bei einer Repetitionsrate von 84 MHz. In der nicht leistungsgeregelten Version konnte der stabile Pulsbetrieb länger als eine Stunde aufrechterhalten werden. Eine weitere Variante des APM-Lasers stellt die *Q-Konfiguration* dar. Die Pulslänge, die Repetitionsrate und die Zeitdauer des stabilen Betriebes bei diesem Laser stimmen mit den Daten der *P-Konfiguration* überein. Die experimentellen Ergebnisse zur Selbststabilisierung werden vorgestellt. Wie im numerischen Modell angenommen, wird die Selbststabilisierung dem laseraktiven Medium zugeordnet. Der Laser reagiert auf eine Phasenstörung der Resonatoren mit einer Änderung des nichtresonanten Brechungsindex. Messungen mit einem Mach-Zehnder-Interferometer und Temperaturmessungen am Nd:YAG-Stab belegen dies.

Mit Hilfe eines extern getakteten Oszilloskopes und einer schnellen Photodiode war es im weiteren möglich, die Energie der einzelnen Pulse zu messen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind eine weitere Bestätigung für das numerische Modell. Die in der Simulation auftretenden Oszillationen konnten experimentell verifiziert werden. Die auftretende Bifurkation der Pulsenergie in der Simulation, als Hinweis auf chaotisches Verhalten, konnte ebenfalls im Experiment nachgewiesen werden.

Zum Abschluß der Arbeit wird das Prinzip des APM-Lasers in der *Q-Konfiguration* auf einen halbleiterlaser-gepumpten Nd:YAG-Laser übertragen. Die Vorteile dieses Lasers liegen in der kürzeren Pulsdauer (Autokorrelationsbreite 5,6 ps), der höheren Repetitionsrate (450 MHz) und in der kompakteren Bauform. Auch dieser Laser ist selbststabilisierend.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Infrared and Optical Masers*, Phys. Rev. Vol. 112, 1940 (1959)
- 2 T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature 187, 87 (1959)
- 3 H.-G. Rubahn: *Lasieranwendung in der Oberflächenphysik und Materialbearbeitung*, Teubner Studienbücher, 1996
- 4 Karl Gürs, *Laser*, Umschau Verlag Frankfurt am Main, Frankfurt (1970)
- 5 S. Karamanolis, *Praxis der Lasertechnik*, Elektra Verlag, München (1990)
- 6 M. J. Beesley, *Laser and their Application*, Taylor & Francis LTD, London (1976)
- 7 W. Richly, *Meß- und Analyseverfahren*, Vogel Verlag, Würzburg (1992)
- 8 W. Brunner und K. Junge, *Lasertechnik*, Hüthig Verlag, Heidelberg (1984)
- 9 S. C. L. Botcherby and G. A. Bartley-Denniss, *Length and Velocity Measurement by Laser*, Optics Tech. 85, (1969)
- 10 Marcus Wolff, *Photoakustischer Nachweis von Spurengasen*, Dissertation, Hamburg (1997)
- 11 E.D. Hinkley, *Laser Monitoring of the Atmosphere*, Topics Appl. Phys. , Vol. 14, Springer-Verlag, Berlin (1983)
- 12 J.C. Miller (Ed.): *Laser Ablation – Principles and Applications*, Springer Series in Material Science 28, Springer-Verlag, (1994)
- 13 R. L. Freeman, *Telecommunications Transmission Handbook*, John Wiley and Sohn, New York (1975)
- 14 M. K. Barnowski, *Fundamentals of Optical Fiber Communications*, Academic Press, New York (1976)
- 15 D. G. Baker, *Fiber Optic Design and Applications*, Reston Publishing Company, Reston (1985)

Literaturverzeichnis

- 16 W. Rudolph and B. Wilhelmi, *Light Pulse Compression*, Harwood Academic Publishers London (1989)
- 17 R. W. Hellwarth, *Advances in Quantum Electronic*, Columbia Univ. Press, New York (1961)
- 18 R. J. Collins and P. Kisliuk, J. Appl. Phys. Vol. 33, 2009 (1962)
- 19 D. Röss, *Laser-Lichtverstärker und Oszillatoren*, Technisch-Physikalische Sammlung, Band 4, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt a. M. (1966)
- 20 M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London (1959)
- 21 W. R. Hook and R. P. Hilberg, Appl. Opt. 10, 1179, (1971)
- 22 D. A. Pinnow, IEEE J. Quant. Electr. QE-6, 223 (1970)
- 23 P. Kafalas, J. I. Masters and E. M. E. Murrar, J. Appl. Phys. Vol. 35, 2349 (1964)
- 24 R. W. Dixon, IEEE J. Quant. Electr. QE-3, 85 (1967)
- 25 H. W. Mocker and R. J. Collins, Appl. Phys. Lett. Vol. 7, 270 (1965)
- 26 A. J. de Maria, D. A. Stetser and H. Heynau, Appl. Phys. Lett. Vol. 8, 174 (1966)
- 27 W. H. Knox et al., Appl. Phys. Lett. Vol. 46, 1120 (1985)
- 28 R. L. Fork et al. Opt. Lett. Vol. 12, 483 (1986)
- 29 D. von der Linde, *Mode-Locked Lasers and Ultrashort Light Pulses*, Appl. Phys. Vol. 2, 281 (1973)
- 30 M. H. Crowell, *Characteristics of Mode-Coupled Lasers*, IEEE J. Quant. Electr. QE-1, 12 (1965)
- 31 D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, *FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser – Part I: Theory*, IEEE J. Quant. Electr. QE-6, 694 (1970)
- 32 Joachim Herrmann, *Propagation of Ultrashort Light Pulses in Fibers with Saturable Nonlinearity in the Normal-Dispersion Region*, J. Opt. Soc. Am. B, 8, 1507 (1990)
- 33 G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, Quantum Electronics – Principles and Applications*, Academic Press, Boston 1989

Literaturverzeichnis

- 34 A. Leitner et al., *A Novel Numerical Model for Passively Mode-Locked Solid-State Lasers*, IEEE J. Quant. Electr. QE-19, 562 (1983)
- 35 M. W. Mc Geoch, *The Production and Measurement of Ultrashort Pulses in a Ruby Laser*, Opt. Comm. Vol. 7, 116 (1973)
- 36 J. A. Fleck, *Ultrashort-Pulse Generation by Q-Switched Lasers*, Phy. Rev. B Vol. 1, 84 (1970)
- 37 T. Brabec et al., *Kerr-Lens Mode Locking*, Opt. Lett. 17, 1292 (1992)
- 38 J. Herrmann, *Theory of Kerr-Lens Mode Locking: Role of Self-Focusing and Radially Varying Gain*, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 11, 498 (1993)
- 39 H. A. Haus, J. G. Fujimoto and E. P. Ippen, *Structures for Additive-Pulse Mode Locking*, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 8, 2068 (1991)
- 40 P. A. Belanger, *Coupled-Cavity Mode Locking: A Nonlinear Model*, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 8, 2077 (1991)
- 41 B. Mrozievicz, A. Yariv and H. W. Shen, *Semiconductor Diode Laser with Distributed Feedback Structure*, Appl. Phys. Lett., Vol. 22, 512 (1973)
- 42 J. Goodberlet, J. Wang and J. G. Fujimoto, *Femtosecond Passively Mode-Locked Ti:AL₂O₃ Laser with a Nonlinear External Cavity*, Opt. Lett. Vol. 14, 1125 (1989)
- 43 K. J. Blow and D. Wood, *Mode-Locked Lasers with Nonlinear External Cavities*, J. Opt. Soc. Am. B. Vol. 5, 629 (1988)
- 44 F. Salin, J. Squier and M. Piche, *Mode Locking of Ti:AL₂O₃ Lasers and Self-Focusing: a Gaussian Approximation*, Opt. Lett. Vol. 16, 1674 (1991)
- 45 L.F. Mollenauer and R.H. Stolen, *The Soliton-Laser*, Opt. Lett. Vol.9, 13 (1984)
- 46 P. A. Belanger, *Soliton Laser I: A Simplified Model*, Opt. Soc. Am. B Vol. 5, 793 (1987)
- 47 H. A. Haus, J. G. Fujimoto and E. P. Ippen, *Analytical Theory of Additive Pulse Kerr Lens Mode Locking*, IEEE J. Quant. Electr. QE-28, 2086 (1992)
- 48 K. J. Blow and B. P. Nelson, *Improved Mode Locking of an F-Center Laser*

Literaturverzeichnis

- with a Nonlinear Nonsoliton External Cavity, Opt. Lett. Vol. 13, 1026 (1988)
- 49 E. P. Ippen, H. A. Haus and L. Y. Liu, *Additive Pulse Modelocking*, J. Opt. Soc. Amer. B, Vol. 6, (1998)
- 50 C. P. Yakymyshyn, J. F. Pinto and C. R. Pollock, *Additive-Pulse Mode-Locked NaCl:OH Laser*, Opt. Lett. Vol 14, 621 (1989)
- 51 F. Krausz, C. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner and A. J. Schmidt, *Subpicosecond Pulse Generation from a Nd:Glass Laser Using a Nonlinear External Cavity*, Opt. Lett. Vol. 15, 737 (1990)
- 52 L. Y. Liu, J. M. Huxley, E. P. Ippen and H. A. Haus, *Self-Starting Additive-Pulse Mode-Locking of a Nd:YAG Laser*, Opt. Lett. Vol. 15, 553 (1990)
- 53 F. Mitschke and L. Mollenauer, *Stabilizing the Soliton Laser*, IEEE J. Quant. Electr. QE-22, 2242 (1986)
- 54 J. E. Geusic, H. M. Marcos, L.G. Van Uitert, Appl. Phys. Lett. Vol. 4, 182 (1964)
- 55 Earl L. Steele, *Optische Laser in der Elektronik*, Verlag Berliner Union, Berlin 1971
- 56 Hongyuan Shen et al., *Measurement of the Stimulated Emission Cross Section for the $^4F_{3/2} - ^4I_{13/2}$ Transition of Nd^{3+} in $YAlO_3$ Crystal*, IEEE J. Quantum Electron. 25, 144 (1989)
- 57 K. Kubodera, K. Otsuka, S. Miyazawa, *Stable $LiNdP_4O_{12}$ Miniature Laser* Appl. Opt. Vol.18, 884 (1979)
- 58 W.Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag Berlin 1976
- 59 D. Findlay and R.A. Clay, *The Measurement of Internal Losses in Four-Level Lasers*, Phys. Lett. Vol.20, 277 (1966)
- 60 K. J. Wingarten, B. Braun, U. Keller, *In situ small-signal gain of solid-state lasers determined from relaxation oscillation frequency measurements*, Opt. Lett. Vol.19, 1140 (1994)
- 61 Wolfgang Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer Verlag, Berlin 1991

Literaturverzeichnis

- 62 N. S. Kapany, *Fiber Optics: Principles and Applications*, Academic Publisher, New York 1967
- 63 D. N. Payne and W.A. Gambling, *Electron. Lett.* Vol.10, 289, 1974
- 64 D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, Van Nostrand Reinold, New York 1982
- 65 E.-G. Neumann, *Single-Mode Fibers*, Springer Series in Optical Sciences Vol. 57, Springer-Verlag Berlin 1988
- 66 D. Marcuse, *Loss Analysis in Fiber Splices*, *Bell Syst. Tech. J.* Vol.56, 703 (1977)
- 67 J. W. Fleming, *Material Dispersion in Lightguide Glasses*, *Electronic Letters* 14, 1036, (1978)
- 68 D. Gloge, *Weakly Guiding Fibers*, *Appl. Opt.* Vol.10, 2252, (1971)
- 69 R. H. Stohlen and H. W. K. Tom, *Opt. Lett.* Vol.11, 516 (1986)
- 70 L. F. Mollenauer, *Solitons in Optical Fibers and the Soliton Laser*, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Vol. A315, 437 (1985)
- 71 J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter Verlag, Berlin 1993
- 72 A. H. Cherin, *An Introduction to Optical Fibers*, McGraw-Hill Book Company, Bogotá 1983
- 73 M. Schubert and B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics*, Wiley, New York 1986
- 74 R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm and A. Ashkin, *Appl. Phys. Lett.* Vol.24, 308 (1974)
- 75 U. Österberg and W. Margulis, *Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers*, *Opt. Lett.* Vol.12, 57 (1987)
- 76 R.H. Stohlen and H. W. K. Tom, *Opt. Lett.* Vol.12, 585 (1987)
- 77 M. C. Farries, P. St. J. Russel, M. F. Fermann and D. N. Payne, *Electron. Lett.* , Vol.23, 322 (1987)
- 78 R. H. Stohlen and J. E. Bjorkholm, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18, 1062

Literaturverzeichnis

- (1982)
- 79 H. Groninga und H. Harde, *Untersuchungen an einem leistungsstabilisierten APM-Nd:YAG-Laser mit frequenzverdoppelndem externen Resonator*, Kurzfassung, Verhandl. DPG (VI) 58, 707, (1994)
 - 80 H. W. K. Tom, R. H. Stohlen, G. D. Aumiller and W. Pleibel, Opt. Lett. Vol.13, 512 (1988)
 - 81 E. J. Woodbury and W. K. Ny, Proc. IRE 50, 2367 (1962)
 - 82 R. G. Smith, Appl. Opt. Vol.11, 2489 (1972)
 - 83 Roland Schulz, *Signalausbreitung in Glasfasern unter Einfluß nichtlinearer optischer Wechselwirkungen*, Dissertation, Universität der Bundeswehr Hamburg, Hamburg 1993
 - 84 F. Shimizu, Phys. Rev. Lett. Vol.19, 1097 (1967)
 - 85 A. Hasegawa, *Optical Solitons in Fibers, Springer tracts in modern physics Vol. 57*, Springer-Verlag Berlin 1988
 - 86 L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch; Optic Comm. 117, 541, (1995)
 - 87 H. A. Haus, U. Keller and W.H. Knox, *Theory of coupled-cavity mode locking with a resonant nonlinearity*, J. Opt. Soc. Am. B Vol.8, 1252 (1991)
 - 88 M. Koecher, *Lineare Algebra und Analytische Geometrie*, Springer Verlag, Berlin (1983)
 - 89 Jyhpyng Wang, *Theory of Passive Additive-Pulse Mode Locking*, Opt. Lett. , Vol. 16 1106 (1991)
 - 90 U. Morgner, L. Rolefs and F. Mitschke, *Dynamical Instabilities in an Additive-Pulse Modelocked Nd:YAG Laser*, Opt. Lett. Vol. 21, 1265 (1996)
 - 91 Jyhpyng Wang, *Analysis of Passive Additive-Pulse Mode Locking with Eigenmode Theory*, IEEE J. Quantum Electron. 22, 562 (1992)
 - 92 H. Groninga und H. Harde, *Modell für einen selbststabilisierenden APM-Nd:YAG Laser*, Verhandl. DPG (VI) 31, 284 (1996)
 - 93 H. Sabert and E. Brinkmeyer, *Pulse Generation in Fiber Lasers with*

Literaturverzeichnis

- Frequency Shifted Feedback*, J. of lightwave technology Vol. 12, 1360 (1994)
- 94 R. A. Fisher and W. K. Bischel, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 23, 661 (1973)
- 95 K. Ikeda, *Opt. Comm.* Vol. 30, 257 (1975)
- 96 G. Steinmeier, *Dissertation : Pulsformungsprozesse und optische Turbulenz in einem nichtlinearen Faserringresonator*, Dissertation, Hannover (1995)
- 97 U. Morgner and F. Mitschke, *Nonlinear Dynamics of Additive-Pulse Modelocked Lasers in Four Cavity Topologies*, *Appl. Phys. B* Vol. 56, 335 (1993)
- 98 J. Herrmann and M. Müller, *Operation Principle, Saturable Loss, and Self-Frequency Shift in Kerr-Shift Mode-Locked Lasers*, *Opt. Lett.* Vol. 20, 22 (1994)
- 99 W. A. Clarkson and D. C. Hanna, *Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars*, *Opt. Lett.* Vol. 21, 375 (1996)

Lebenslauf

21. Juni 1962 Hinrich Groninga, geboren in Leer (Ostfr.)
- 1969 - 1973 Grundschule Veenhusen (Kreis Leer)
- 1973 - 1982 Ubbo-Emmius-Gymnasium in Leer (Ostfr.),
Abitur
- 1982 - 1983 Grundwehrdienst im Jagdgeschwader 71 "Richthofen" in Wittmund
- 1983 - 1991 Studium der Physik mit dem Abschluß des Diploms
Thema der Diplomarbeit: Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse durch
synchrones Pumpen eines Farbstofflasers mit vorkomprimierten Impulsen
(abgefaßt an der Universität der Bundeswehr Hamburg)
- 1987 - 1991 Studentische Hilfskraft bei Prof. Dr.-Ing. W. Funk
Institut für Konstruktions und Fertigungstechnik
Universität der Bundeswehr Hamburg
- 1992 - 1998 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Prof. Dr. H. Harde
Institut für Lasertechnik und Werkstoffkunde
Universität der Bundeswehr Hamburg

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Fortgang dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Hermann Harde, der die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und deren Fortgang mit vielen engagierten Ratschlägen und Ideen begleitete.

Allen Kollegen danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die gute Zusammenarbeit: Dipl.-Phys. Thomas Baier, Dr. Harald Ebensing, Gerd Neufeld, Dr. Alexander Newburgh, Dipl.-Ing Jürgen Pfuhl, Dr. Roland Schulz, Dipl.-Ing. Karl-Heinz Steglich und Dr. Marcus Wolff.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern Mariechen und Günther Groninga. Ihre ausdauernde Unterstützung war stets eine positive Motivation für diese Arbeit. Meiner Frau und meinen Kindern danke ich ebenfalls für die Motivation und Geduld.

Diese Arbeit wurde mit Unterstützung durch die Universität der Bundeswehr Hamburg gedruckt.